

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXV.

1. Untersuchungen über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren ¹⁾; von August Kundt.

Für die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in den elastischen Flüssigkeiten bieten sich zwei Methoden, die man als direkte und indirekte zu unterscheiden pflegt. Während die direkte Methode darin besteht, daß zu einer gegebenen Zeit an einem bestimmten Ort ein momentaner Schall irgend welcher Art erregt wird, und an einer anderen Stelle, deren Entfernung von ersteren bekannt ist, die Zeit beobachtet wird, zu der der Schall anlangt; wird bei der indirekten Methode im Gegensatz zur direkten nicht ein beliebiger Schall, sondern ein Schall von bestimmter Qualität, ein musikalischer Ton, benutzt. Diese letztere Methode beruht auf der theoretischen Erkenntniß, daß in jedem Medium das Produkt der Schwingungszahl eines Tones und der zugehörigen Wellenlänge eine Constante für das betreffende Medium, eben die Schallgeschwindigkeit ist.

Das Problem der direkten Schallgeschwindigkeitsbestim-

- 1) Die Resultate der Untersuchung wurden im Auszuge von Hr. Prof. Poggendorff der Berliner Akademie der Wissenschaften in der Gesamtsitzung vom 19. December 1867 mitgetheilt. Durch meine Uebersiedelung von Berlin nach Zürich ist die ausführlichere Veröffentlichung bisher verzögert. Die sämtlichen Versuche sind in den letzten zwei Jahren in dem physikalischen Laboratorium des Hrn. Prof. Magnus zu Berlin ausgeführt. Ich fühle mich verpflichtet, hier nochmals öffentlich dem Hrn. Prof. Magnus, bei dem ich eine Reihe von Jahren die Ehre hatte, Assistent zu seyn, meinen Dank auszusprechen für die Bereitwilligkeit, mit der er mir für meine Untersuchungen stets die Zeit gab, und für die Freundlichkeit mit der er von jeher meine Bestrebungen unterstützt hat.

mung der unbegrenzten Luft konnte bis vor Kurzem als abgeschlossen betrachtet werden. Die von verschiedenen Beobachtern ausgeführten Bestimmungen waren in ziemlich enge Gränzen eingeschlossen und besonders verdiente das Resultat der holländischen Physiker Moll und van Beck Vertrauen, da ihre Versuche mit außerordentlicher Umsicht und Sorgfalt angestellt sind ¹⁾. Die Resultate einer umfassenden Versuchsreihe, die vor kurzem Hr. Regnault ²⁾ mitgetheilt hat, zeigen indeß, daß die Frage der Schallgeschwindigkeit der freien Luft doch nicht eine ganz beendete ist. Hr. Regnault findet einen nicht unbedeutend kleineren Werth für die Schallgeschwindigkeit der freien Luft, als derjenige ist, den Moll und van Beck angegeben. Aus einer Versuchsreihe giebt sich bei Hrn. Regnault die mittlere Schallgeschwindigkeit zu 331,37, aus einer anderen zu 330,7.

Umfassende Versuche auf kleinen Distanzen direkt die Schallgeschwindigkeit nach Bosscha ³⁾ durch Coincidenzen der Schlagwerke zu bestimmen, sind bisher nicht angestellt. Noch weniger abgeschlossen, als die direkte Bestimmung der Schallgeschwindigkeit der freien Luft ist diejenige der Luft,

- 1) Hr. Le Roux hat neuerdings die Versuche der verschiedenen Beobachter zum Theil neu berechnet und stellt derselbe die ermittelten Schallgeschwindigkeiten folgendermaassen zusammen.

		v. bei 0°
1738	Paris. Akad.	332 Met.
1811	Benzenberg	333,70
		332,33
1821	Goldingham	331,10
	Bureau d. Longit.	330,64
1822	Moll u. v. Beck	332,25
	Stampfer u. Myrbach	332,44
1844	Bravais u. Martins	332,37

Annales de Chim. et de Phys. 4^{me} série t. XII, p. 354. Die Versuche von Moll u. v. Beck sind auch noch von Schröder van der Kolk neu berechnet. *Pogg. Ann.* Bd. CXXIV, S. 453 bis 470. Er findet aus den Versuchen als wahrscheinlichsten Werth 332,77. Ich habe diese Zahl, auf 332,8 abgerundet, im Folgenden als Schallgeschwindigkeit der unbegrenzten trocknen Luft bei 0° zu Grunde gelegt.

- 2) *Compt. Rend. t. LXVI*, 209—220.

- 3) *Pogg. Ann.* Bd. XCII, S. 485. Fortschritte der Physik, herausgegeben zu Berlin, 1853 und 1862.

wenn dieselbe in Röhren eingeschlossen ist. Die Zahl der Versuche nach dieser Richtung war bis vor kurzer Zeit sehr gering. In neuerer Zeit ist von Hrn. Neumann in Dresden ¹⁾ ein Apparat beschrieben, mit dem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erschütterung in einem elastischen Fluidum bestimmt werden kann. Der Apparat ist indess mehr zur Demonstration, als zu exacten Bestimmungen geeignet, wenigstens sind solche in umfassender Weise mit demselben bisher nicht angestellt. Schon 1862 hat Hr. Le Roux ²⁾ einen in grossem Maassstabe ausgeführten Apparat kurz beschrieben, der die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines starken Schalles in einer Röhre direkt zu bestimmen erlaubt.

In allerneuester Zeit hat Hr. Le Roux ³⁾ eine genaue Beschreibung seines Apparates gegeben und die mit dem Apparat erhaltenen Resultate mitgetheilt. Die Versuche des Hrn. Le Roux, die dem Verfasser der vorliegenden Abhandlung erst zu Gesichte kamen, als derselbe seine eigenen Resultate bereits der Berliner Akademie der Wissenschaften vorgelegt, geben für die Schallgeschwindigkeit der trockenen Luft bei 0° in einem Rohr von 70^{mm} Durchmesser 330,7 Met.

Dieser Werth ist kleiner als der Mittelwerth aller früheren Beobachtungen in freier Luft, derselbe würde indess mit dem von Hrn. Regnault erhaltenen Werth sehr gut stimmen. Die Erklärung, die Hr. Le Roux für die Abweichung seiner Zahl von der früheren gibt und wie sich dieselbe nach den folgenden Beobachtungen erklärt, wird an einer späteren Stelle besprochen werden. Endlich hat Hr. Regnault der Akademie in Paris am 3. Febr. 1868 ⁴⁾ die Resultate einer ausgedehnten Versuchsreihe über die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren mitgetheilt. Eine Besprechung der Resultate des Hrn. Regnault und eine

1) Pogg. Ann. Bd. 128, S. 307 bis 311.

2) *Compt. rend. t. LV*, p. 662 bis 664.

3) *Ann. de Chim. 4. série t. XII*, p. 345 bis 418.

4) *Comp. Rend. t. LXVI*, p. 209 bis 220.

Vergleichung derselben mit den in dieser Abhandlung gegebenen, ebenso wie eine Vergleichung der Erklärungen des Hrn. Regnault über die beobachteten Abweichungen mit derjenigen, die der Verfasser in seiner Mittheilung an die Berliner Akademie aufgestellt, sind an einer späteren Stelle dieser Arbeit eingeschoben.

Die Wichtigkeit direkter Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit in Röhren ist einleuchtend, da dem Experimentator bei solchen Versuchen die Möglichkeit gegeben ist, einige Fehlerquellen, die bei Bestimmungen in freier Luft unvermeidlich sind, zu beseitigen, ferner in Röhren die Bedingungen des Experimentes, z. B. Druck und Temperatur der Luft beliebig zu ändern, endlich statt atmosphärischer Luft irgend andere Gase anwenden zu können.

Da aber andererseits solche direkte Bestimmungen in Röhren mit grossen Schwierigkeiten zu kämpfen haben und nur unter Anwendung bedeutender Hilfsmittel, wie sie Hr. Regnault anwenden konnte, zum Ziele führen können, so ist es um so werthvoller, dass uns die *indirekte Methode* Mittel bietet, die Fragen zu beantworten, die man in Bezug auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Röhren stellen kann.

Das Princip der indirekten Methode, zuerst dargelegt von Dan. Bernoulli, bedarf hier keiner weiteren Ausführung. Nur kurz anzudeuten sind die verschiedenen Wege, auf denen man zur Kenntniss der beiden Factoren gelangt, aus denen sich ohne Weiteres die Schallgeschwindigkeit ergibt, der Wellenlänge und Schwingungszahl eines bestimmten Tones. Als einfachstes Mittel boten sich schon Dan. Bernoulli die selbsttönenden Luftsäulen oder Pfeifen. Aus der Länge einer offenen oder gedeckten Pfeife, die ihren Grundton oder einen ihrer Obertöne giebt, wird nach der Theorie der schwingenden Luftsäulen mit Leichtigkeit die Wellenlänge des gehörten Tones gefunden und durch Bestimmung der Tonhöhe die zugehörige Schwingungszahl; das Produkt beider ist die Schallgeschwindigkeit der Luft.

Chladni zuerst und später Kerby und Merrick, Benzenberg und van Rees benutzten die Töne von Pfeifen, die mit verschiedenen Gasen angeblasen wurden um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in verschiedenen Gasen zu bestimmen. Da die Resultate dieser Beobachter wenig unter einander stimmten, nahm Dulong die Versuche auf.¹⁾ Es gelang ihm für die relativen Schallgeschwindigkeiten der einfachen Gase zuverlässige Zahlen zu erhalten. Später hat noch Masson Zahlen für die Schallgeschwindigkeiten einer Anzahl Gase und Dämpfe mitgetheilt. Bevor indess Dulong mit anderen Gasen experimentirte, untersuchte er, wie genau sich die absolute Schallgeschwindigkeit der Luft mit verschiedenen Pfeifen bestimmen lasse. Er erkannte bald, was man übrigens schon wußte, das aus dem Grundton sowohl offener als gedackter Pfeifen die Schallgeschwindigkeit wesentlich zu klein gefunden werde. Der Grund hiervon liegt bekanntlich in einem Mangel der Theorie Bernoulli's für die tönenden Luftsäulen, die die Pfeifen an der Anblasestelle als vollkommen offen betrachtet, und annimmt, das am offenen Ende einer Pfeife Druckänderungen der Luft nicht eintreten. Aber auch als Dulong statt der Grundtöne die Obertöne verschiedener Pfeifen benutzte, deren Wellenlänge, wie Dan. Bernoulli zuerst gezeigt hat, durch einen verschiebbaren Stempel leicht ermittelt werden kann, ergab sich immer eine zu kleine Schallgeschwindigkeit gegen die für den freien Raum gefundene. Da bei den Bestimmungen der Wellenlängen der Obertöne durch einen verschiebbaren Stempel eine Correction wie für die Wellenlänge des Grundtones nicht eintritt, und nichts destoweniger sich die Schallgeschwindigkeit der Luft um einige Meter zu klein ergab, so glaubte Dulong sich zu dem Ausspruch berechtigt, das sich aus den Pfeifentönen die Schallgeschwindigkeit der Luft überhaupt nicht

1) *Recherches sur les chaleurs spécifiques des fluides élastiques. Ann. d. Chim. t. XLI, p. 113. Pogg. Ann. Bd. XVI, S. 438 bis 479.* Es findet sich in dieser Arbeit eine eingehende Discussion aller früheren Beobachtungen.

genau bestimmen lasse. Eine bestimmte Ansicht über die Ursache, weshalb aus den Pfeifen stets eine zu kleine Schallgeschwindigkeit gefunden werde, spricht Dulong nicht aus, nur weist er die Annahme zurück, daß die Wände des Rohres während der verschiedenen Phasen einer Schwingung Wärme aufnehmen oder abgeben können, also eine Verringerung des Werthes k und damit der Schallgeschwindigkeit bewirkt werde. Dieser Einfluss müßte bei den tiefsten Tönen am größten seyn, was ihm aus seinen Versuchen sich nicht zu ergeben scheint. Daß aber, um die Versuche in dieser Hinsicht vergleichen zu können, nothwendig bei den verschieden langen Pfeifen die Durchmesser gleich seyn müssen, wird unberücksichtigt gelassen.

Dulong ist mehr geneigt, den Grund der Abweichung der Schallgeschwindigkeit darin zu suchen, daß die Bewegung der Luft nicht parallel der Axe der Pfeife erfolge oder dergl. und verspricht spätere Untersuchungen hierüber.

Daß für den Zweck, den Dulong im Auge hatte, Bestimmung der relativen Schallgeschwindigkeiten der Gase höchst wahrscheinlich jene Abweichungen von geringem oder gar keinem Einfluss seyn mußten, glaubte derselbe mit Bestimmtheit annehmen zu können.

Nach Dulong sind später die tönenden Luftsäulen von Wertheim¹⁾ im ausgedehntesten Maasse untersucht. Das Resultat der Versuche ist nach Wertheim's Angabe, daß mit Berücksichtigung aller Fehlerquellen jene von Dulong angegebene Abweichung verschwinde. Wertheim fand, daß sich aus den Pfeifentönen die Schallgeschwindigkeit genau gleich der in freier Luft ergebe.

Bei der Lectüre der wichtigen und umfassenden Wertheim'schen Arbeit kann man sich indessen der Ueberzeugung nicht verschließen, daß die endliche Uebereinstimmung seines Werthes für die Schallgeschwindigkeit (331,7 Met.) mit dem auf direktem Wege bestimmten illusorisch ist, da

1) *Ann. d. Chim. et de Phys.* 3^{ème} série t. XXIII. p. 434. Pogg. Ann. Bd. LXXVII. S. 427 bis 445, 544 bis 574.

der Weg auf dem diese Uebereinstimmung erreicht ist, einer sicheren Basis durchaus entbehrt.

Schon Helmholtz ¹⁾ und andere haben darauf aufmerksam gemacht, daß die Annahmen, die Wertheim bei der Discussion seiner Versuche macht, nicht begründet sind, sogar seinen eigenen Versuchen widersprechen und ein längeres Eingehen auf die Wertheim'sche Untersuchung würde die Unsicherheit des endlichen Resultats seiner Versuche ganz klar hier darlegen können.

Um indess nicht zu lang zu seyn, mögen die folgenden Bemerkungen genügen. Wertheim benutzt für die Bestimmung nur die Grundtöne offener oder gedackter Pfeifen, und ermittelt experimentell die an die Rohrlängen der Pfeifen anzubringenden Correktionen. Diese Ermittlung beruht auf den Annahmen, daß bei gleich gebauten Pfeifen die GröÙe jener Correktion unabhängig sey von der Länge der Pfeifen, indess abhängen von der Windstärke mit der eine Pfeife angeblasen wird. Wertheim's Versuche beweisen aber selbst das Gegentheil und zeigen, daß jene Correktion nicht unabhängig von der Länge ist, denn wenn dieselbe aus verschiedenen Pfeifencombinationen (je zwei Pfeifen von verschiedener Länge) ermittelt wird, ergibt sie sich sehr verschieden. Die Correktion wird für dieselben Pfeifen in einem Fall fast doppelt so groß gefunden, als im andern und daraus ergibt sich bei Zugrundelegung einer oder der anderen Correktion zuweilen eine Differenz in der Schallgeschwindigkeit von vielen Metern. Wenn daher auch, indem Wertheim für gleich gebaute Pfeifen aus den verschiedenen Correktionen das Mittel nimmt, aus der Gesamtheit aller Versuche die Schallgeschwindigkeit sich zu nahe 332 Met. ergibt, so ist damit eine Uebereinstimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft und derjenigen, wie sie sich aus den Pfeifen ergibt, durchaus nicht bewiesen.

Ueberdies bleibt die von Dulong festgestellte Thatsache, daß sich aus den Wellenlängen der Obertöne, die

1) Fortschritte der Physik, herausgegeben von der phys. Gesellschaft zu Berlin Bd. IV, Jahrg. 1848, S. 111.

mit einem verschiebbaren Stempel und damit frei von allen Correctionen ermittelt sind, die Schallgeschwindigkeit zu klein gefunden werde, durch die Wertheim'schen Versuche unwiderlegt bestehen.

Spätere Versuche von Wertheim, ebenso von Zaminer, Hopkins und Masson über tönende Luftsäulen können hier füglich übergangen werden, wenn sie auch mehr oder weniger zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit der Luft dienen können, da sich eine evidente Uebereinstimmung oder Nichtübereinstimmung der Schallgeschwindigkeit in freier Luft und in tönenden, von Wänden eingeschlossenen Luftsäulen aus allen nicht ergab. In neuester Zeit hat noch Zoch ¹⁾ die indirekte Methode in veränderter Form nicht sowohl zur Bestimmung der absoluten Schallgeschwindigkeit der Luft, als vielmehr der relativen Schallgeschwindigkeiten der verschiedenen Gase benutzt. Die von ihm gefundenen Zahlen schliessen sich denen von Dulong und Masson gegebenen ziemlich nahe an.

Endlich habe ich selbst eine Methode zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten verschiedener Gase angegeben, die zu den indirecten gehört.

Das Princip der Methode ist kurz das folgende: die Luft in einem cylindrischen Rohr wird durch den energischen Ton einer longitudinal tönenden Röhre in Oscillationen versetzt. Durch Reflexion der erregten Schallwellen am einen Ende des cylindrischen Rohres bilden sich in demselben stehende Wellen, und zwar von einer solchen Intensität, dass leichte Pulver, die in die Röhre gestreut sind, in regelmäßige Figuren geordnet werden, die erlauben, die Länge der stehenden Wellen zu messen. Wäre also die Tonhöhe des longitudinal tönenden Rohres bekannt, so könnte aus der Schwingungszahl und der gemessenen Wellenlänge des Tons in der Luft die Schallgeschwindigkeit gefunden werden. Kann man die Tonhöhe des tönenden Rohres nicht genau bestimmen, so kann die Methode, wie ich gezeigt, doch dazu dienen, die relativen Schallgeschwin-

1) Pogg. Ann. Bd. 128, S. 597 bis 512.

digkeiten verschiedener Gase zu finden. Wird die cylindrische Röhre, während der erregende longitudinale Ton derselbe bleibt, nach einander bei den Versuchen mit verschiedenen Gasen gefüllt, so erhält man durch Messung der Staubfiguren die Wellenlängen desselben Tons in Luft und den andern Gasen, d. h. die relativen Schallgeschwindigkeiten der Gase, bezogen auf eine derselben, z. B. Luft als Einheit. Ich habe schon in der citirten Abhandlung einige solcher Schallgeschwindigkeitsbestimmungen in Gasen gegeben, die indess mit der primitivsten Form meiner Methode angestellt sind, bei der das tönende Rohr zugleich das Rohr ist, dessen Luft in Bewegung gesetzt wird; die Resultate konnten daher nur wenig genau seyn. In Bezug auf dieselben und die Details der ganzen Methode muſs ich auf die erwähnte Abhandlung verweisen.

Auch das für den vorliegenden Zweck Wichtige über die Form der Staubfiguren findet sich in der frühern und einer andern Abhandlung ¹⁾, ich möchte hier, um nicht zu lang zu werden, nicht näher auf die Natur der Figuren eingehen, ich werde demnächst in einer speciellen Mittheilung Gelegenheit nehmen, das was ich über diese Staubfiguren beobachtet habe, anzugeben.

Ich erwähne nur, daſs bei allen folgenden Versuchen die Intensität des Tons fast immer so groſs, und die Länge des Luftvolumens so abgeglichen war, daſs der Staub sich an den Knotenpunkten in kleine Häufchen sammelte, wie sie in Pogg. Ann. Bd. CXXVII Taf. V Fig. 3 abgebildet sind. War es nicht möglich diese Häufchen zu erhalten, und entstand eine Figur wie am angeführten Ort Taf. V Fig. 2, so wurden beim Messen meist die Mitten der Löcher genommen, die sich sehr gut einstellen lassen.

Es sey noch bemerkt, daſs ich im Folgenden das longitudinal tönende Glasrohr, welches die Luft in Bewegung setzt, das tönende Rohr nennen will, und dasjenige, in dem die stehenden Luftwellen gebildet werden, das »Wellenrohr« und zwar ist die Länge dieses Wellenrohres, wenn

1) Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 337 bis 355.

eine solche angegeben, immer von dem Querschnitt, der in Bewegung gesetzt wird, bis zu dem andern Ende, das entweder offen oder gedeckt seyn kann, gerechnet. In Fig. 1 Taf. IV, welche einen der einfachsten Apparate, die ich früher angegeben, darstellt, ist AB das tönende Rohr und CD das Wellenrohr. Nur die Staubwellen, die in dem Theil BC entstehen, sind völlig scharf und zu den Messungen benutzt. Es entstehen natürlich auch in dem Raum DB Staubfiguren, diese sind indess nie gemessen worden.

Der eigentliche Zweck meiner Versuche war mit der neuen Methode eine möglichst umfassende Untersuchung der Schallgeschwindigkeiten der Gase, vielleicht auch der Dämpfe, vorzunehmen, um durch dieselbe zur Kenntniss der specifischen Wärmen derselben, wenigstens des Verhältnisses $\frac{c'}{c}$

zu gelangen. Die wichtigsten Versuche in dieser Beziehung, die vorliegen, sind die Dulong's; dieselben sind indessen nur mit wenigen Gasen angestellt. Später hat noch Masson für eine größere Reihe von Gasen und Dämpfen die Werthe der Schallgeschwindigkeiten mitgetheilt, so viel mir bekannt, ist das Detail seiner Versuche indess nicht veröffentlicht. Auch Zoch hat, wie bereits erwähnt, für einige Gase und Mischungen von Gasen die Schallgeschwindigkeiten bestimmt. Bei den Gasen, die zugleich von Dulong und Masson und Zoch oder zwei derselben behandelt sind, nämlich: Sauerstoff, Wasserstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd, Stickoxydul und ölbildendes Gas stimmen die Zahlen der Beobachter zwar im Allgemeinen indess doch nicht so weit, um daraus übereinstimmende Werthe der specifischen Wärmen, auf die es ankommt, herleiten zu können. Es schien mir daher sehr nützlich, diese Bestimmungen mit einer andern anscheinenden sehr genauen Methode zu wiederholen, und als ich vor länger als 2 Jahren diese Untersuchung begann, glaubte ich sie auch in Kürze beenden zu können. Leider mußte ich erst nach einem sehr grossen Aufwand von Zeit und Mühe einsehen, dafs, bevor ich jene Bestimmungen der Gase unternehmen könne, nicht nur meine Methode von einigen wichtigen Fehlerquellen be-

freit werden müßte, sondern auch eine Reihe allgemeiner Vorfragen über die Schallgeschwindigkeit der in Röhren eingeschlossenen Luft im Allgemeinen zu lösen sey.

Die folgende Abhandlung behandelt nun besonders diese Vorfragen, es sind in derselben Versuche enthalten über die Umstände, die im Allgemeinen und speciell bei der angewandten Methode die Schallgeschwindigkeit einer in eine Röhre eingeschlossenen Luftsäule bedingen. In einer spätern zweiten Abhandlung hoffe ich die Bestimmungen der Geschwindigkeiten der Gase zu geben. Nur zwei Anwendungen der Methode werde ich schon in dieser Arbeit zum Schluss mittheilen, nämlich eine Untersuchung der Constanz der Schallgeschwindigkeit bei verschiedenem Druck und Bestimmung des Verhältnisses der Schallgeschwindigkeiten der Luft bei 0° und 100° C.

Ich werde zunächst die Fehlerquellen, die der benutzten Methode in ihrer einfachsten Form anhaften, behandeln und zeigen, auf welche Weise dieselben vermieden werden können, und dann die Art der Messung und Berechnung der Staubwellen angeben.

§. 1.

Ueber die hauptsächlichsten Fehlerquellen des einfachen Longitudinalapparates.

Wenngleich experimentell wie theoretisch erwiesen ist, dafs in jedem Falle, mag die Länge des Wellenrohrs ein Vielfaches der halben Welle seyn, oder nicht, alle Wellen in dem Rohr von gleicher Länge seyn müssen, so hielt ich es doch für nöthig, mich hiervon bei der benutzten Methode selbst zu überzeugen, zumal ich zuweilen recht bedeutende Abweichungen der Wellen unter einander beobachtete.

Zahlreiche Versuche ergaben nun zunächst, dafs die dem geschlossenen Ende *C* Fig 1 Taf. IV nächstliegende, zuweilen auch die zwei nächstliegenden Staubwellen in Gröfse von den andern verschieden waren. Ebenso wich auch die dem stofsenden Ende *B* nächstliegende Halbwellen, zuweilen auch die zweite nächstliegende von den andern ab. Im Folgenden sind deshalb je die beiden den Enden

des Wellenrohrs nächstliegenden halben Wellen nie mitgemessen, wenigstens für die Bestimmung der mittleren Wellenlänge nie in Rechnung gezogen. Indefs auch die andern Wellen, abgesehen von denen am Ende, schienen mir anfangs unter einander nicht ganz gleich. Es schienen Abwechselungen vorzukommen, in denen indes eine bestimmte Regelmäßigkeit nicht festgestellt werden konnte, mochte nun die halbe Welle ein genauer Theil der Länge des ganzen Wellenrohrs seyn oder nicht.

Mit einem Apparat, wie er Fig. 1 Taf. IV gezeichnet, bei dem die tönende Röhre etwa 900 und die Wellenröhre etwa 1000^{mm} betrug, wurden z. B. 12 Versuche nach einander bei nahe derselben Temperatur angestellt und von einem Ende (C) des Wellenrohrs an die einzelnen Wellen gemessen. Ich wähle zwei von diesen Versuchen No. 1 und No. 4 aus und gebe in der folgenden kleinen Tabelle die gemessenen halben Wellen.

Bei Versuch No. 1 war die Länge der Wellenröhre nahe ein genaues Vielfaches der halben, bei Versuch 4 ein Vielfaches der Viertelwelle.

Tabelle I.

Nummer der Halbwellen	Versuch No. 1	Versuch No. 4.
	mm	mm
1	61,7	68,2
2	62,6	62,2
3	62,9	63,5
4	64,7	60,4
5	60,3	63,5
6	64,3	62,0
7	61,5	63,0
8	63,3	61,9
9	59,6	61,4
10	65,8	63,0
11	60,8	62,0
12	63,1	62,8
13	60,5	59,8
14	62,0	64,3
15	64,0	61,9
16	60,6	30,7
Mittel *)	62,40	62,30

*) Für die Mittel sind die Wellen 1, 2, 15 und 16 nicht mit in Rechnung gezogen.

Aus den beiden Zahlenreihen sieht man, daß die einzelnen halben Wellen um mehrere Millimeter unter einander differiren. Die Verschiedenheiten sind so bedeutend, daß man kaum meinen sollte, daß aus solchen Messungen ein annähernd richtiger Werth für die halbe Welle ermittelt werden könne. Die Mittel der beiden Zahlenreihen stimmen indess recht gut, und aus der folgenden Tabelle (Tab. II) in der die Mittelwerthe für die halbe Welle, wie sie in 12 Versuchen erhalten wurden, zusammengestellt sind, sieht man, daß trotz der Abweichungen der einzelnen Wellen der Tab. I unter einander die *Mittel* einen ziemlich Grad von Zuverlässigkeit haben. In der dritten Columne der Tabelle ist noch die jedesmalige Länge des Wellenrohrs, die durch Verschieben des Korkes bei C (Fig. 1 Taf. IV) geändert wurde, angegeben.

Tabelle II.

Nummer des Versuchs	Halbe Wellen- länge	Abweichung vom Mittel	Länge der Wellenröhre
	mm		mm
1	62,40	+ 0,19	997,7
2	62,02	— 0,19	982,3
3	62,21	± 0,00	982,3
4	62,30	+ 0,09	970,6
5	62,15	— 0,04	957,6
6	62,05	— 0,14	957,6
7	62,11	— 0,08	933,6
8	62,10	— 0,11	997,6
9	62,20	— 0,01	970,6
10	62,40	+ 0,19	977,6
11	62,26	+ 0,05	962,6
12	62,27	+ 0,06	1002,2
Gesamtmittel:	62,21		

Wenn man bedenkt, daß bei den angeführten Versuchen eine wirkliche Constanz der Temperatur durchaus nicht verbürgt ist, so ist die Uebereinstimmung der Mittelwerthe der einzelnen Versuche, deren größte Abweichung unter einander nur 0,4^{mm} beträgt, durchaus befriedigend.

Als ich mich bemühte, den Grund der großen Verschiedenheiten der Einzelwellen bei so guter Uebereinstimmung

der Mittelwerthe zu erforschen, erkannte ich, dafs in der Wellenröhre, besonders wenn dieselbe lang und nicht allzuweit ist, der Staub nicht blofs durch die Schwingungen der Luft, sondern auch durch die der Wellenröhre selbst bewegt werde. Ist nämlich das Wellenrohr bei *D* (Fig. 1 Taf. IV) recht fest durch den Kork mit dem tönenden Rohr *AB* verbunden, so wird von diesem das Wellenrohr mit in Schwingungen versetzt und beide schwingen zusammen gewissermaßen als ein System. Die Schwingungen des Wellenrohrs haben aber das Bestreben den Staub an den von Savart entdeckten spiralförmigen Knotenlinien anzuhäufen, und dadurch wird die Regelmäßigkeit der Luftstaubfiguren gestört. Wird die Verbindung bei *D* unterbrochen, und das tönende Rohr ohne das vordere zu berühren nur in dasselbe mit einem Ende hineingesteckt und nun die Staubfiguren erzeugt, so hören die Unregelmäßigkeiten auf und die Staubwellen sind alle nahe gleich groß.

Da indessen, wie wir aus Tab. II gesehen, die Mittelwerthe die starken Ungleichheiten der Einzelwellen nicht mehr erkennen lassen, so glaubte ich von denselben absehen zu können, und bewirkte bei einem Apparat, der zur Untersuchung der Schallgeschwindigkeit verschiedener Gase dienen sollte, die Verbindung des tönenden Rohrs und des Wellenrohres durch luftdicht schließende Messingverschraubungen. Das andere Ende des Wellenrohrs war durch eine Stopfbüchse geschlossen, durch die ein Stab ging mit einem Kork am Ende, zur Regulirung der Länge des Wellenrohrs dafs sich an diesem letztern 2 seitliche Ausläufe mit Hähnen befanden, ist kaum nöthig zu erwähnen.

Um bei den Versuchen die Temperatur des Apparates zu kennen und gewifs zu seyn, dafs dieselbe in allen Theilen gleich sey, wurde der ganze Apparat in einem langen Kasten, der mit Wasser gefüllt wurde, eingesetzt, so dafs nur aus der einen Wand desselben das freie Ende des tönenden Rohres, welches zur Erregung des Tones gerieben wurde, herausragte.

Mit dem Apparat habe ich eine ganze Reihe von Schall-

geschwindigkeitsbestimmungen von O, H, N, CO₂ und C, H₄ angestellt. Obgleich ich für die Reinheit und Trockenheit der Gase alle Sorgfalt angewendet, mich auch überzeugt zu haben glaubte, daß die Beschaffenheit und Menge des angewandten Pulvers (Lycopodium oder ganz feiner Quarzsand) wenigstens innerhalb gewisser Gränzen ohne Einfluß sey, zeigten die erhaltenen Zahlen zuweilen doch Abweichungen untereinander, die zu bedeutend waren, um aus den Beobachtungen zuverlässige Werthe des Verhältnisses $\frac{r'}{r}$ zu gewinnen.

Indem ich mich immer von Neuem bemühte, die Methode zu studiren, und so die ihn anhaftenden Fehler zu finden, gelangte ich endlich zur Kenntniß eines Fehlers, der allerdings, wenn er nicht beseitigt werden konnte, die Anwendbarkeit der Methode völlig in Frage stellte.

Es ist bereits gesagt, daß das Wellenrohr durch das tönende Rohr etwas mit in Schwingungen versetzt wird, beide also als System zusammen schwingen, wenn sie fest verbunden sind. Die Bedingungen dieses Systems werden aber, je nach der Art wie bei einem Versuch die beiden Röhren aufeinander geschraubt sind, je nach der Art, wie der ganze Apparat in den Kasten eingesetzt ist, von Versuch zu Versuch, wenn auch nur in geringem Maafse, sich ändern. Damit wird sich aber auch der Ton des Apparates in den aufeinander folgenden Versuchen ändern. Die Methode basirt aber gerade darauf, daß der Ton in den aufeinander folgenden Versuchen genau derselbe bleibt.

Die Tonschwankungen, je nach der Befestigung der Röhren des Apparates mit einander und des ganzen Apparates in dem Kasten waren in der That so bedeutend, daß sie auch von einem ungetübten Ohr wahrgenommen werden konnten. Damit ist der Methode in ihrer bisherigen Form für exacte Bestimmungen der Boden entzogen.

Abgesehen von diesem wichtigen Fehler, zeigte die Methode in der bisherigen Form einige Unbequemlichkeiten und Unsicherheiten, die ich gerne vermieden zu sehen

wünschte. Erstens war die Umgebung des Apparates mit Wasser sehr lästig, da dies nach jedem Versuch aus dem Kasten abgelassen werden mußte. Ich wünschte vielmehr von der Kenntniß der Temperatur des Apparates, also von Thermometerbeobachtungen ganz frei zu werden, da Fehler in den Temperaturbestimmungen nicht unmerkliche Fehler der auf 0° reducirten Wellenlängen bedingen. Dann ereignete es sich mehrere Male, daß das aus der Wand des Kastens hervorragende Ende des tönenden Rohres brach. Tritt dies ein, so sind alle späteren Versuche mit den früheren außer jedem Zusammenhang, da nur die mit einem und demselben Ton erzeugten Wellen die Verhältnisse der Schallgeschwindigkeiten geben.

Auch die oben besprochenen Ungleichheiten der einzelnen Staubfiguren, die durch die eigenen Schwingungen des Wellenrohres hervorgebracht werden, sind für die Genauigkeit der Methode nachtheilig und es wäre daher gut, wenn sie beseitigt werden könnten. Dies letztere kann nun einfach dadurch erreicht werden, daß das Wellenrohr und das tönende Rohr durch luftdicht schließende Kautschuckschläuche verbunden werden und möglichst noch das Wellenrohr aus zwei Theilen, die durch ein kurzes Stück Kautschuckschlauch verbunden sind, zusammen gesetzt ist.

Die andern Fehler aber, besonders den Einfluß der Tonänderungen, ferner die Nothwendigkeit die Temperatur des Apparates zu kennen, beseitigte ich durch eine sehr einfache, in der Folge aber sehr wichtige Aenderung des Apparates. Ich vereinigte zwei Apparate zu einem einzigen, d. h. über die beiden Enden einer longitudinaltönenden Röhre, die ihren zweiten Ton gab, wurde je eine Wellenröhre geschoben. War alsdann die eine dieser Wellenröhren mit Luft, die andere mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt, so wurde jetzt, wenn das tönende Rohr gerieben wurde, gleichzeitig die Wellenlänge genau desselben Tones bei derselben Temperatur in Luft und Gas gefunden.

Jeder einzelne Versuch ist alsdann eine Schallgeschwindigkeitsbestimmung des zu untersuchenden Gases. Von Ver-

sich zu Versuch kann sich daher der erregende Ton beliebig ändern.

Da ferner die Wellenlängen der Luft und des Gases, wenn nur der Apparat in allen seinen Theilen dieselbe Temperatur hat, bei derselben Temperatur bestimmt sind, so ist keine Reduction auf 0° nöthig. Vorausgesetzt dass das Gas und die Luft merklich denselben Ausdehnungscoefficienten haben, ist das Verhältniß der Wellenlängen bei irgend einer Temperatur gleich dem Verhältniß der Schallgeschwindigkeiten bei 0°.

§. 2.

Beschreibung des angewandten Doppelapparates.

Der verbesserte Apparat ist in Fig. 2 Taf. IV schematisch in einer Ansicht von Oben gezeichnet.

Das Rohr c' , c , c'' etwa 15 Met. lang und 30^{mm} im Durchmesser, ist das tönende Rohr; es ist an seinen beiden Enden c' c'' mit Korken geschlossen, die durch eine Schicht über dieselben gebrachtes Siegelack völlig luftdicht schließen. Ueber c' ist ein etwas weiteres Glasrohr ad geschoben, bis auf $\frac{1}{4}$ der Länge des Rohres $c' c''$, welches bei d auf einem Kork, der auf der tönenden Röhre sitzt, lose ruht. Diese Verbindungsstelle ist mit vielen Lagen unvulkanisirten Kautschucks umgeben, welches mit Seidenschnur umbunden einen völlig luftdichten Verschluss bewirkt. Das Rohr ad ist bei a etwas verengt, wie in der Figur ersichtlich. An das engere Rohrstück ist mit dicht schließendem Kautschuckrohr ein runder Glasarm h befestigt. Dieser Arm trägt eine Messinghülse mit abgeschliffenem Rande und mit eben solcher abgeschliffenen Hülse kann das 1 Met. lange Staubwellenrohr mn durch eine Ueberfangschraube k an den Arm h befestigt werden. Bei n ist das Staubwellenrohr durch eine Stopfbüchse geschlossen, die an das Rohr angeschraubt ist. Durch die Stopfbüchse geht, wie aus der Figur ersichtlich, ein Draht mit einem Kork zum Reguliren der Länge des Staubwellenrohrs. Das Rohr mn ist durchbrochen in Fig. 3 Taf. IV in etwas größerem Maasstabe

gezeichnet, so daß die Art der Verschraubung und die Anordnung der Stopfbüchse leicht ersichtlich sind. An dasselbe ist in der Nähe von *n* noch seitlich ein engeres Glasrohr *t* angeschmolzen, welches durch einen Glashahn geschlossen ist. Ebenso befindet sich an dem übergeschobenen Rohr *ad* ein engeres seitliches Glasrohr *q*, welches mit einem Glashahn versehen ist. Das ganze Rohr *q*, *d*, *a*, *h*, *m*, *n*, *t* kann also, wenn der eine Hahn geschlossen ist, ausgepumpt werden, indem eine Luftpumpe an das Rohr mit dem zweiten Hahn angelegt wird und also nach dem Auspumpen durch Oeffnen des ersten Hahnes irgend ein anderes Gas eingelassen werde. Oder ein Gas, welches durch *q* eintritt, kann, wenn es lange genug strömt, aus dem ganzen Raum bis *t* durch den Hahn bei *t* die Luft austreiben. Nach Schließung der Hähne ist dann der ganze Raum mit dem betreffenden Gase gefüllt.

Genau dieselbe Form hat der Apparat auf der andern Seite. Ueber *c'* ist das weitere Rohr *eb* geschoben; bei *g* ist an dies der runde Arm *i* befestigt; an diesem ist durch die Schraube *l* das Wellenrohr *p* befestigt. Dies trägt das Seitenrohr *s* mit einem Hahn und bei *e* ist das Seitenrohr *r* mit einem Hahn.

Durch Reiben des Rohres *c'c'* in der Mitte bei *c* wird das Rohr seinen zweiten Ton geben, so daß also *d* und *e*, die Stellen an denen die übergeschobenen Röhren befestigt sind, Knotenpunkte sind. Die Enden *c'* und *c''* senden also beim Tönen in die beiden geschlossenen Luftvolumina, in denen sie sich befinden, genau denselben Ton. Wie wir wissen, bilden sich dabei stehende Wellen in den cylindrischen Luftvolumen, und eingestreutes Pulver bildet die betreffenden Staubfiguren. Diese werden in den geraden Röhren *mn* und *po* am regelmäßigsten seyn.

Um den ganzen Apparat beim Reiben gesichert und fest zu haben, wurde derselbe bei *a* und *e* mittelst zweier Korke in die durchbohrten Seitenwände eines hölzernen Kastens *AAA'A'* eingesetzt. Derselbe war so weit, daß die bei *c* reibende Hand bequem in demselben Platz hatte. Mit die-

sem Kasten war der ganze Apparat in einen großen Kasten von Zinkblech *BBBB* eingesetzt. Die Wand *A'A'* ist mit der einen Wand des Zinkkastens durch Klemmschrauben fest verbunden. In den großen Zinkkasten wurde anfangs Wasser gegossen, so daß der ganze Apparat, mit Ausnahme des Raumes *AAA'A'*, von Wasser umgeben war, um die Temperatur des Apparates in allen seinen Theilen möglichst gleich zu halten. Später ergab sich, daß die Umgebung mit Wasser unnöthig war; eine gleichförmige Temperatur war, wenn der Apparat vor dem Versuch einige Zeit ruhig gestanden, und der Zinkkasten mit Ausnahme des in ihm befindlichen Holzkastens mit Glasplatten bedeckt war, genügend erreicht.

Für die Bestimmung der relativen Schallgeschwindigkeit eines Gases wurde dann die eine Seite mit trockener Luft, die andere mit dem trockenen Gase gefüllt und das tönende Rohr durch Reiben bei *c* in dem Holzkasten erregt.

§. 3.

Messung der Staubfiguren.

Sind in einem Versuch die Staubfiguren in den beiden Wellenröhren *mn* und *cp* erzeugt, so können die Wellenröhren bei *k* und *l* losgeschraubt, vorsichtig herausgenommen werden und nun in geeigneter Weise mit irgend einem Instrument die einzelnen Staubwellen gemessen werden. Ich führte die Messungen in folgender Weise aus: Ein sehr gutes, der physikalischen Sammlung der Universität zu Berlin gehöriges 1 Met. langes Kathetometer war von seinem Stativ abgeschraubt und horizontal auf einer soliden Unterlage befestigt. An dieser Unterlage befinden sich zwei Arme mit Einschnitten, in die das Rohr mit den zu messenden Wellen eingelegt werden konnte und zwar genau parallel der Theilung des Kathetometers. Es ist sehr wichtig, daß die beiden nach einander zu messenden Röhren genau die gleiche Lage zu der Theilung haben, was am einfachsten und sichersten durch Einlegen in zwei mit dem Meßinstrument festverbundene Arme erreicht wird.

Die Theilung des Kathetometers auf einem eingelegten Silberstreif in Millimeter war in ihren einzelnen Parthien durchaus genügend gleich. Da es sich hier immer nur um schnell hintereinander folgende Vergleichen handelt, so ist das Mafs auf seinen absoluten Werth nicht untersucht, auch war es, da beide Röhren eines Versuches direkt hintereinander gemessen wurden, nicht nöthig, eine Correktion für die Temperatur des Mafsstabes an die Messungen anzubringen. Für die Messungen war das Fernrohr des Kathetometers durch ein Diopter ersetzt, bestehend aus einer dem Auge zugewandten Scheibe mit einem kleinen Loch und einer feinen vertikalen Nadel am andern Ende. Nach mannigfachen Versuchen erwies sich die Ablesung mit einem Diopter durchaus als die beste.

Mit dem Diopter wurden alsdann die einzelnen Staubhäufchen, oder wenn die Figur mit den Löchern entstanden war, die Mitten dieser Löcher der Reihe nach eingestellt und die Ablesungen notirt. Die Einstellungen wurden besonders anfangs und dann bei den Versuchen bei verschiedener Temperatur zwei bis dreimal gemacht, und für jedes Staubhäufchen das Mittel genommen.

Ich erreichte indefs schliesslich eine solche Sicherheit in diesen Einstellungen, dafs, wenn die Figuren gut ausgebildet waren, zwei Einstellungen desselben Knotens selten mehr als $\frac{1}{2}$ Millimeter von einander abwichen.

Ueberhaupt möchte ich hier bemerken, dafs die Genauigkeit der Messung der Staubfiguren viel gröfser ist, als man nach dem ersten Anblick derselben meinen sollte. Bei Personen, die sonst an Messungen gewöhnt sind, wie Physiker und Astronomen, die ich zuweilen ersuchte, um sich von der Zuverlässigkeit der Messungen zu überzeugen; einige Einstellungen zu machen, wichen gleich anfangs die Einstellungen desselben Knotens fast nie mehr als ein Millimeter bei einer halben Wellenlänge von etwa 50 Millimeter von einander ab.

§. 4.

Berechnung der Messungen.

Wenn die sämmtlichen Knotenpunkte eines Rohres eingestellt sind und also die Differenzen der auf einander folgenden Ablesungen die auf einander folgenden halben Wellen sind, so kommt es darauf an, aus diesen Werthen den wahrscheinlichsten Werth der halben Welle zu finden. Will man nur aus allen gemessenen halben Wellen das Mittel nehmen, so ist dieß nicht der wahrscheinlichste Werth, denn dieß Mittel findet man ebenso, wenn man die Differenz der ersten und letzten Ablesung durch die Anzahl der zwischen denselben liegenden halben Wellen dividirt. Alle zwischen liegenden Einstellungen sind dann für dieß Mittel ohne Verwendung geblieben, und doch haben dieselben ebenso wie die erste und letzte Einstellung Berechtigung für die Ermittlung der halben Welle benutzt zu werden. Da aus den Einstellungen irgend zweier Knoten die halbe Wellenlänge gefunden werden kann, so würde der wahrscheinlichste Werth erhalten werden, wenn man alle Combinationen der Ablesungen zu je 2 bildet, aus jeder die halbe Welle berechnet und aus allen diesen Werthen das Mittel nimmt. Die aus den verschiedenen Combinationen gefundenen halben Wellen wären aber für die Berechnung des Endmittels mit verschiedenen Gewichten zu versehen und zwar wäre das Gewicht eines Werthes am einfachsten gleich zu setzen der Anzahl der halben Wellen, aus denen das Mittel bestimmt ist. Eine kurze Behandlung der Frage mit Hülfe der Methode der kleinsten Quadrate liefert indeß eine sehr einfache kürzere Regel für das Auffinden des wahrscheinlichsten Werthes der halben Welle aus einer gemessenen Reihe derselben.

Es liege das Staubwellenrohr und der Maafsstab einander parallel und vom einen Ende an seyen für die Knotenpunkte die Ablesungen $A_0, A_1, A_2 \dots A_n$ auf den Maafsstab gemacht. Die Ablesungen, die man auf dem Maafsstab erhielte, wenn die Einstellungen der Knoten mit keinem

Fehler behaftet wären, seyen $a_0 a_1 a_2 \dots a_n$. Die Differenzen dieser letzten Zahlen also

$$a_1 - a_0$$

$$a_2 - a_1$$

$$a_3 - a_2$$

etc.

sind unter einander gleich und sind die gesuchte Gröfse x , d. i. die wirkliche halbe Welle.

Die Fehler der Einstellungen der einzelnen Knoten sind also:

$$x_0 = A_0 - a_0$$

$$x_1 = A_1 - a_1 = A_1 - a_0 - (a_1 - a_0) = A_1 - a_0 - x$$

$$x_2 = A_2 - a_2 = A_2 - a_0 - (a_2 - a_0) = A_2 - a_0 - 2x$$

$$x = A_n - a_n = A_n - a_0 - (a_n - a_0) = A_n - a_0 - nx.$$

Die Summe der Quadrate dieser Fehler muß ein Minimum seyn. Nun sind a_0 und x die Unbekannten, es muß daher, wenn mit y die Summe der Fehlerquadrate bezeichnet wird

$$\frac{dy}{da_0} = 0 \text{ und } \frac{dy}{dx} = 0$$

seyen. Diefs giebt die beiden Gleichungen

$$(A_0 - a_0) + (A_1 - a_0 - x) + A_2 - a_0 - 2x) \dots \\ + (A_n - a_0 - nx) = 0.$$

$$+ (A_1 - a_0 - x) + 2(A_2 - a_0 - 2x) \dots \\ + n(A_n - a_0 - nx) = 0.$$

oder

$$(A_0 + A_1 + A_2 + \dots) - (n+1)a_0 - (1+2+3 \dots n)x = 0 \\ (A_1 + 2A_2 + 3A_3 \dots + nA_n) - (1+2+3 \dots n)a_0 \\ - (1^2 + 2^2 + 3^2 \dots + n^2)x = 0$$

daraus folgt:

$$(A_0 + A_1 + \dots A_n) - (n+1)a_0 - \frac{n(n+1)}{2}x = 0$$

$$(A_1 + 2A_2 + \dots nA_n) - \frac{n(n+1)}{2}a_0 - \frac{n(n+1)(n+1)}{6}x = 0,$$

daraus ergibt sich

$$(2A_1 + 4A_2 + \dots + 2nA_n) - (nA_0 + nA_1 \dots + nA_n) - \frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3} x = 0.$$

Oder wenn man die Werthe zusammenfasst, die gleich weit von den Enden abstehen

$$\frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3} x = n(A_n - A_0) + (n-2)(A_{n-1} - A_1) + (n-4)(A_{n-2} - A_2) + \dots$$

Hieraus ergibt sich für x , d. i. der wahrscheinlichste Werth der halben Welle, eine einfache Berechnungsmethode.

Man subtrahire die gleich weit von den Enden abstehenden Ablesungen von einander, multiplicire jede dieser Differenzen mit der Anzahl der zwischen liegenden Wellen, addire alle Producte und dividire durch $\frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3}$. Ist n gerade, so ist dieser letzte Ausdruck die Summe der Quadrate aller geraden Zahlen, bis n , ist n ungerade die Summe aller ungeraden.

Die Berechnung erfordert selbst für eine gröfsere Anzahl Ablesungen sehr geringe Zeit.

§. 5.

Untersuchung der Genauigkeit des beschriebenen Doppelapparates.

Es ist nun zunächst zu untersuchen in wie weit der oben beschriebene Doppelapparat wirklich von den Fehlern der frühern einfachen Apparate frei ist, und wie grofs die mit demselben zu erzielende Genauigkeit reicht. Der Apparat bietet ein sehr einfaches Mittel, seine Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit zu prüfen. Sind die beiden Wellenröhren an den beiden Seiten mit demselben Gase gefüllt, etwa mit Luft, so müssen, wenn auf beiden Seiten die Temperatur dieselbe ist, die Staubwellen des linken Rohres denen des rechten genau gleich seyn. Die Gröfse der Abweichung von dieser absoluten Gleichheit läfst die Gröfse des Fehlers erkennen, mit dem nach unserer Methode die gemessene Wellenlänge behaftet ist.

Ich gebe zunächst in der Tabelle III sechs ganz vollständige Versuche, bei denen in beiden Wellenröhren sich Luft unter Atmosphärendruck befand. Diese Luft war sorgfältig durch Trockenröhren mit Schwefelsäure getrocknet und die Kohlensäure derselben durch kaustisches Kali entfernt. In den Wellenröhren befand sich möglichst wenig ganz trockener Sand, und die Länge der Röhren war so abgeglichen, daß die Figuren scharf entstanden.

Die oberste Horizontalreihe der Tab. III giebt die Nummer des Versuches aus meinem Beobachtungsjournal. Ich habe im Folgenden stets jedem einzelnen Versuch die Nummer gelassen, die derselbe in meinem Journal hat. Mancher Versuch ist zu mehrer Sicherheit in ziemlich weit auseinander liegenden Zeiten angestellt. Eine solche Wiederholung ist alsdann aus den Zahlen ohne Weiteres ersichtlich.

Die erste Verticalreihe der Tab. III giebt die Nummer der aufeinander folgenden halben Wellen. Die Zahl derselben ist bei den verschiedenen Versuchen verschieden, da immer nur so viele Wellen gemessen wurden, als gut ausgebildet waren. In der Verticalreihe R_1 sind die Wellen des Rohres angeführt, welches für den vor dem Apparat stehenden Experimentator an der linken Seite lag, unter R_2 die des Rohres der rechten Seite. In der Horizontalreihe »Einfache Mittel« sind die einfachen arithmetischen Mittel der Wellen einer Columnne angeführt, die darunter stehende Horizontalreihe »Wahrscheinlichster Werth« enthält die Mittel, wie sie nach §. 4 berechnet sind. Zu bemerken ist hierbei noch, daß in einzelnen Verticalreihen sich zwischen zwei aufeinander folgenden Wellen ein horizontaler Strich befindet. Diefs zeigt an, daß an dieser Stelle eine oder mehrere Wellen des Wellenrohrs nicht gemessen sind. Es kommt zuweilen vor, daß sich nicht überall in dem Rohr die Staubwellen gleich ausbilden; während im Anfang des Rohres Punkte gebildet sind, gehen diese allmählig am andern Ende in die Lächerfigur über. Ich habe dann die Wellen gemessen, so weit scharfe Punkte vorhanden waren, dann einige Wellen überschlagen und dann bei den

l-
h
-
et
-
g
o
-
o
-
r
-
g

T a b e l l e I I I.

In beiden Wellenröhren Luft. — Durchmesser der

Nummer des Versuchs	24		25		26		
Halbe Wellenlängen in Millime							
Nummer der halben Welle	R_l	R_r	R_l	R_r	R_l	R_r	
1	45,25	45,20	45,50	45,25	45,30	44,85	4
2	45,45	45,60	45,85	45,35	45,35	44,95	4
3	45,30	45,85	45,55	45,55	45,50	46,35	4
4	45,40	45,40	45,45	45,65	45,20	46,00	4
5	45,40	45,35	45,25	45,50	45,60	45,93	4
6	45,50	45,25	45,50	45,10	45,95	45,80	4
7	45,20	44,90	45,90	45,25	45,70	45,65	4
8	45,60	45,15	45,15	45,65	45,75	45,45	4
9	45,35	45,65	45,25	45,35	45,90	45,80	4
10	45,30	44,65	45,65	45,35			4
11	45,55	45,60	45,55	45,60			4
12	45,30	45,30	45,70	45,60			4
13	45,95			45,60			4
14							4
15							4
Einfache Mittel	45,427	45,333	45,525	45,446	45,583	45,642	4
Wahrscheinl. Werth	45,409	45,315	45,508	45,453	45,662	45,666	4

elle III.

Durchmesser der Wellenröhren 13^{mm},0.

	27		28		29	
Längen in Millimetern.						
<i>R_e</i>	<i>R_i</i>	<i>R_e</i>	<i>R_i</i>	<i>R_e</i>	<i>R_i</i>	<i>R_e</i>
44,85	45,10	46,10	45,60	46,30	45,95	46,15
44,95	46,10	44,90	46,00	45,00	45,50	45,40
46,35	44,75	46,05	45,80	46,15	45,75	45,70
46,00	45,50	46,00	45,55	45,75	45,45	45,45
45,93	45,15	46,40	45,10	46,10	45,45	45,40
45,80	46,10	45,55	45,75	45,20	45,55	45,50
45,65	45,80	46,10	46,15	45,55	45,65	45,00
45,45	45,60	45,70	45,35	45,65	45,15	45,85
45,80	45,80	45,65		46,10	45,45	45,40
	45,85	45,75		45,10	45,50	45,35
	46,15	45,35		45,65	45,50	45,35
	45,35	45,70				45,50
	46,35	45,85				45,50
	45,90	45,20				
		45,70				
45,642	45,679	45,733	45,662	45,686	45,536	45,504
45,666	45,682	45,751	45,655	45,707	45,549	45,511

fo
di
C
b
G

d
e
V
e
V
g
R
il

w
c
a
d
s
V
i
s
V
l
s
r
r
a
t
c
l
l
r

folgenden Wellen die Mitten der Löcher eingestellt. Da die abgelesenen Zahlen dann nicht fortlaufen, so sind die Combinationsmittel der beiden Parthien von Wellen einzeln berechnet und aus diesen Zahlen mit Berücksichtigung ihrer Gewichte das schließliche Mittel bestimmt.

(Hier folgt Tabelle III.)

Aus diesen Versuchen ergibt sich:

Erstens, daß der neue Apparat durchaus keine so bedeutende Unregelmäßigkeiten und Abweichungen in den einzelnen Wellen in einem Rohr zeigt, als der frühere. Während dort die einzelnen Wellen 3 bis 4 Millimeter von einander abweichen, bleiben hier die Differenzen in der bei Weitem größten Zahl unter 1^{mm} . Die Kautschuckverbindungen, die das Uebertragen der Schwingungen der tönenden Röhre an die Wellenröhre verhindern sollen, erfüllen also ihren Zweck sehr gut.

Zweitens, ergibt sich, daß die einfachen Mittel und die wahrscheinlichsten Werthe sehr wenig von einander abweichen, nur bei 26, R, beträgt die Differenz $0^{\text{mm}},08$, in allen anderen Versuchen ist sie nur etwa $0^{\text{mm}},02$. Die Berechnung des wahrscheinlichsten Werthes scheint daher fast überflüssig, es wäre demnach sogar nicht nöthig, alle einzelnen Wellen eines Versuches zu messen. Die Entfernung von irgend zwei gut ausgebildeten, möglichst weit von einander stehenden Staubbäufchen, dividirt durch die Anzahl der Wellen, ergibt nach obiger Tabelle schon mit außerordentlicher Genauigkeit die halbe Wellenlänge. Ich habe indessen bei fast allen folgenden Versuchen, auch wenn ich gar nicht beabsichtigte, den wahrscheinlichsten Werth zu berechnen, alle einzelnen Wellen gemessen. Ich glaubte dadurch am Besten noch etwa vorhandene, mir unbekannte Eigentümlichkeiten der Methode zu erkennen, und mich gegen einen zufälligen Fehler bei einem Versuch zu schützen. Ein bloßes Ueberblicken der sämtlichen Wellen eines Rohres, ihre Regelmäßigkeit oder Unregelmäßigkeit genügen meist, um die Zuverlässigkeit des Versuches zu erkennen.

Endlich ergibt sich, und das ist das Wichtigste, dafs bei jedem einzelnen Versuch, die Wellenlänge des linken Rohres R_1 , mit der des rechten R_2 , ausserordentlich gut übereinstimmt. Diefs zeigt, dafs der Apparat den Anforderungen gut entspricht und dafs die gleiche Temperatur auf beiden Seiten, auch ohne Anwendung von umgebendem Wasser genügend erreicht ist.

Um die Zuverlässigkeit der Methode möglichst einfach und klar beurtheilen zu können, habe ich in der folgenden Tabelle No. IV die wahrscheinlichsten Werthe, nebst einigen aus ihnen sich ergebenden Zahlen zusammengestellt. In der vierten Verticalcolumnne findet sich die *Differenz* der Welle des rechten und linken Rohres jedes Versuches und in der fünften das Verhältnifs dieser Zahlen, also die Schallgeschwindigkeit der Luft im rechten Rohr bezogen auf die im linken als Einheit. Diese Zahlen, die der Einheit gleich seyn müßten, weichen von derselben in allen Versuchen weniger als 0,003 ab, also weniger als 0,3 Proc. — Die Zahlen, die sich für das rechte Rohr ergeben, wenn man für die Schallgeschwindigkeit im linken Rohr 332,8^m annimmt ¹⁾, finden sich in der letzten Columnne. Das Mittel aus diesen Zahlen ist 332,725. Die Schallgeschwindigkeiten in beiden Röhren differiren also im Mittel aus sechs Bestimmungen um 0^m,075. Die grösste vorkommende Abweichung beträgt 0^m,692.

Ich habe diese Versuche so ausführlich mitgetheilt, um zu zeigen, dafs die angewandte Methode wirklich eine Genauigkeit und Zuverlässigkeit besitzt, die sie für die Beantwortung einer Reihe von Fragen über die Schallgeschwindigkeiten der elastischen Flüssigkeiten geeignet macht. Wenn hier gezeigt ist, dafs bei ganz gleichen Umständen auf beiden Seiten des Apparates die grösste Abweichung in den Wellenlängen der Röhre nicht 0^{mm},1 beträgt, dem ein absoluter Werth der Schallgeschwindigkeit von nicht $\frac{1}{4}$ Meter entspricht, so wird es später nicht nöthig seyn, die Beob-

1) Dieser Werth ist im Folgenden immer als Schallgeschwindigkeit der freien Luft angenommen. Cf. oben.

achtungen mit allen einzelnen Wellen mitzutheilen, wenn es sich um Aenderungen der Schallgeschwindigkeit von mehreren Metern handelt.

Tabelle IV.

Vergleichung der Schallgeschwindigkeit der Luft in den beiden Wellenröhren des Doppelapparates.

No. des Versuchs	Wahrscheinlichster Werth der Wellenlängen		$R_l - R_r$	$\frac{R_r}{R_l}$	ϵ in R_r , diejenige in $R_l = 332\text{met}, 8$ gesetzt
	R_l	R_r			
	mm	mm	mm		met
24	45,409	45,315	-0,094	0,99792	332,108
25	45,508	45,453	-0,055	0,99880	332,402
26	45,662	45,666	+0,004	1,00009	332,831
27	45,682	45,751	+0,069	1,00152	333,305
28	45,655	45,707	+0,052	1,00113	333,176
29	45,549	45,511	-0,038	0,99917	332,523
			Mittel:	0,999775	332,725

Ein Fehler, der noch der Methode anhaften konnte, lag in der Benutzung des Pulvers: einen Einfluss desselben auf die Wellenlänge zu vermuthen, lag nicht fern. Ich glaubte mich früher durch Versuche überzeugt zu haben, dass bei der geringen Menge von Pulver, die überhaupt benutzt wurde, ein merklicher Einfluss einer etwas größern oder kleinern Menge des Pulvers nicht vorhanden war.

Als ich indeß nun mit dem neuen Apparat Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit verschiedener Gase unternahm, gelang es mir, trotz aller Sorgfalt und Mühe nicht, Resultate zu erhalten, die mit denen Dulong's und der Theorie in genauer Uebereinstimmung gewesen wären. Die Gase wurden mit aller Sorgfalt rein dargestellt, als Pulver wurde ganz feiner ausgeglühter Quarzsand benutzt und überhaupt alle möglichen Vorsichtsmaßregeln angewandt. Erst nach Verlust von viel Zeit und Mühe gab ich diese Bestimmungen auf und unternahm eine allgemeine Untersuchung der Umstände, die möglicher Weise die Schallgeschwindigkeit eines Gases in eine Röhre beeinflussen können. Im nächsten Paragraph folgt zunächst eine Uebersicht der behandelten Einflüsse.

§. 6.

Allgemeine Uebersicht der Einflüsse, welche möglicher Weise die Schallgeschwindigkeit der Luft in Röhren beeinflussen können.

Bei den oben mitgetheilten Versuchen waren die Wellenröhren auf beiden Seiten des Apparates genau gleich weit, es befand sich genau gleich viel *Lycopodium* in demselben. Eine kleine Aenderung in der Menge des Pulvers, war freilich wie bereits bemerkt, ohne Einfluss auf die Wellenlänge, grössere Massen Pulver verkürzten indess, wie ich bald erkannte, die Wellenlänge nicht unbeträchtlich.

Es fragt sich ferner, ob bei gleichen Pulvermengen die Wellenlängen auf beiden Seiten des Apparates noch eben so gleich bleiben, wie oben, wenn die Röhrenweite auf einer Seite geändert wird. Ist ein Einfluss der Röhrenweite vorhanden — und einen solchen festzustellen, gelang mir bald —, dann liegt es auch nicht zu fern, zu vermuthen, dass noch andere Umstände, die Bezug auf die Röhre haben, eine Wirkung ausüben könnten. Ich führe folgende Umstände an, deren Wirkung überhaupt möglich schien und die ich einer Untersuchung unterzogen.

- 1) Aenderung der Röhrenweite.
- 2) Aenderung der Pulvermenge.
- 3) Aenderung der Beschaffenheit des Pulvers.
- 4) Verschiedene Beschaffenheit der Röhrenwand.
- 5) Aenderung der Intensität des Tons in denselben Röhren.
- 6) Aenderung der Tonhöhe bei denselben Röhren.
- 7) Aenderung der Art und Weise wie der Ton in die Röhren eintritt, ob nämlich der ganze Querschnitt der Röhre gleichmässig gestossen wird, oder die Erregung von einem Punkt ausgeht.

Ich habe diese Umstände sämmtlich sehr vielfach untersucht, die Versuche, die ich im Folgenden gebe, bilden indess eine fortlaufende Reihe, die zum Zwecke einer möglichst gleichmässigen Uebersicht angestellt wurden. *Die mitgetheilten Versuche sind also nicht aus vielen beliebig ausgewählt, sie bilden eine fortlaufende Reihe, aus der nicht*

ein einziger Versuch, bei dem nicht ein nachweisbares grobes Versehen geschehen war, unterdrückt ist.

§. 7.

Einfluss der Röhrenweite auf die Schallgeschwindigkeit.

Für alle folgenden Versuche wählte ich fünf verschiedene Glasröhren aus, die mit den Nummern 1, 2, 3, 4, 5 bezeichnet wurden. Die Durchmesser der Röhren im Lichten betrugen:

No.	Durchmesser
1	55,0
2	26,0
3	13,0
4	6,5
5	3,5.

Von den Röhren No. 2 bis No. 4 besafs ich je zwei; sämtliche Röhren mit Ausnahme von No. 1, dessen Wandungen bedeutend dicker waren, hatten eine Wandstärke zwischen 1 und 2 Millimeter. No. 3 sind die Röhren, die auch oben bei den Versuchen gebraucht wurden, und die anfangs allein für den Apparat bestimmt waren. Die Befestigung der weiteren und engeren Röhren an den Apparat ist aus den Figuren 4 und 5 Taf. IV ersichtlich. — An eine Seite des Apparates wurde immer dasselbe Rohr angeschoben, welches also als Normal oder Vergleichsrohr diente, auf der andern Seite wurden dann nacheinander die verschieden weiten Röhren angebracht. Als Normalrohr diente eins der Rohre No. 3. Diefs wurde gewöhnlich abwechselnd an die linke und rechte Seite befestigt. Die Röhren wurden möglichst gut ausgetrocknet, möglichst wenig Pulver in dieselben gethan, die Luft indefs nicht noch besonders getrocknet, da diefs für blofse Vergleichen unnothig ist. Es wurde auch bei den folgenden Versuchen nicht ausgeglühter Quarzsand, sondern Lycopodium benutzt, da mit diesem die Figuren sich am Leichtesten scharf bilden. Die folgende Tabelle giebt die Versuche, deren jeder einzelne eine Horizontalreihe einnimmt. Mit jedem Rohr sind

zwei Versuche angestellt. Die erste Vertikalreihe giebt wie oben die Nummer des Versuches, die zweite die Röhrenweite, die dritte die halbe Wellenlänge in diesem Rohr $\frac{1}{2}l$, die vierte die halbe Wellenlänge in dem Normalrohr $\frac{1}{2}l$, die fünfte das Verhältniß $\frac{l}{l'}$ also die Schallgeschwindigkeiten in den verschiedenen Röhren bezogen auf die des Normalrohrs als Einheit. Die für die Wellenlängen angegebenen Zahlen sind die einfachen Mittel von 10 bis 16 gemessenen Wellen; die wahrscheinlichsten Werthe zu berechnen, schien mir nach den Versuchen von S. 361 überflüssig.

Tabelle V.

Einfluß der Röhrenweite auf die Schallgeschwindigkeit der Luft.

Versuche mit dem Doppelapparat, bei dem die tönende Röhre ihren zweiten Ton giebt.

No. des Versuches	Durchmesser der Röhren	$\frac{1}{2}l'$	$\frac{1}{2}l$	v ; diejenige des Normalrohrs $= 1$. $\frac{l}{l'}$	Mittel
82	mm 3,5	44,60	45,85	0,97274	0,96666
83	"	43,85	45,65	0,96057	
97	6,5	45,26	45,75	0,98929	0,99170
98	"	45,50	45,77	0,99410	
60	13,0	45,60	45,69	0,99803	0,99957*)
61	"	45,80	45,75	1,00109	
80	26,0	46,08	45,73	1,00765	1,00842
81	"	46,13	45,71	1,00919	
95	55,0	46,25	45,83	1,00917	1,00885
96	"	46,20	45,81	1,00852	

*) Mafße gleich 1,00000 seyn; die Abweichung liegt innerhalb der Fehlergränze.

Aus den Versuchen sieht man, daß mit Abnahme des Röhrendurchmessers die Wellenlänge und somit die Schallgeschwindigkeit continuirlich abnimmt. Die Differenz der Wellenlänge im weitesten Rohr und demjenigen vom Durch-

messer 26^{mm} liegt indeß völlig innerhalb der Beobachtungsfehler. Der Unterschied im engsten und weitesten Rohr ist dagegen sehr beträchtlich. Die Geschwindigkeiten stehen hier im Verhältniß der Zahlen

$$0,96666 : 1,00885.$$

Die Differenz beträgt also etwas über 4 Proc. des absoluten Werthes.

Es war nun zunächst nöthig zu erfahren, ob und wie weit diese Verringerung der Schallgeschwindigkeit sich ändert, wenn die Wellenlänge des erregenden Tones größer oder kleiner ist. Zu dem Ende wurde die tönende Röhre aus dem Apparate herausgenommen, auf $\frac{1}{6}$ von ihren Enden eingeklemmt, so daß sie in der einen Hälfte des mittleren Stückes gerieben, ihren dritten Ton gab. Ueber die freien Enden wurden alsdann die Röhren *ad* und *bc* Fig. 2 Taf. IV geschoben und geeignet auf der Röhre mit Kautschuck befestigt.

Die Anordnung der Versuche war dann ganz wie oben, nur die Wellenlänge in der Luft war statt etwa 45^{mm} etwa 30^{mm}.

Die folgende Tabelle ist nach dem für Tabelle V Gesagten ohne Weiteres verständlich.

Tabelle VI.

Versuche bei denen die tönende Röhre ihren dritten Ton gab.

No. des Versuches	Durchmesser der Röhren	$\frac{1}{2}l'$	$\frac{1}{2}l$	v ; diejenige des Normalrohrs = 1. $\frac{v'}{v}$	Mittel
133	6,5	30,69	30,94	0,99192	0,99176
134	"	30,67	30,93	0,99159	
—	13,0	—	—	—	1,00000 ^{*)}
—	"	—	—	—	
135	26,0	31,10	30,89	1,00912	1,00781
136	"	30,98	30,78	1,00650	
137	55,0	31,20	30,97	1,00743	1,00583
138	"	30,97	30,84	1,00422	

^{*)} Mit dem Rohr $d = 13,0$ sind keine Versuche angestellt, und daher die Schallgeschwindigkeit genau gleich 1 gesetzt.

Auch hier nimmt mit dem Durchmesser der Röhre die Schallgeschwindigkeit ab, indess nicht ganz so stark als in Tab. V. Bei dem 55^{mm} und dem 26^{mm} weiten Rohr ist wieder keine Abnahme vorhanden, im Gegentheil ist die Schallgeschwindigkeit im letzteren Rohr etwas gröfser als in dem weitesten, indess liegt die Differenz innerhalb der Beobachtungsfehler.

Um eine gröfsere Wellenlänge des erregenden Tones zu haben, konnte entweder eine gröfsere tonerregende Röhre benutzt werden, oder der Grundton der bisherigen. Ich wählte den letzteren. Es konnten nun freilich keine correspondirenden Beobachtungen in der Weise des Doppelapparates gemacht werden, da das eine Ende des tönenden Stabes zum Reiben frei bleiben mufste. Es war daher nöthig, ohne das Normalrohr die Versuche mit den verschiedenen Wellenröhren *nacheinander* anzustellen und von den kleinen Ton- und Temperaturänderungen, die von einem Versuch zum andern eintreten können, abzusehen. Das Rohr wurde in der Mitte passend eingeklemmt, das übergeschobene reichte jetzt bis zur Mitte und war hier mit Kautschuck befestigt. Die folgende Tabelle VII enthält die angestellten Versuche. Die Versuche 149a bis 152 sind nacheinander gemacht, so dafs die Temperatur der Luft des Zimmers während des kurzen Zeitraums der Versuche nahe dieselbe blieb. — Die Versuche 141, 139, 140 sind an einem andern Tage angestellt, sind also wegen der verschiedenen Temperatur mit den andern nicht vergleichbar, und daher allein berechnet. Die vierte Columne giebt ebenso wie in den obigen Tabellen VI und VII, die Schallgeschwindigkeiten in den einzelnen Röhren bezogen auf die des Rohres No. 3 als Einheit.

Man sieht Versuch 150 und 140 ebenso 152 und 141 stimmen unter einander in den Gränzen der Beobachtungsfehler.

Tabelle VII.

Versuche bei denen die tönende Röhre ihren ersten Ton gab.

No. des Versuchs	Durchmesser der Röhre	$\frac{1}{2}l'$	v , die des Rohres No. 3 ($d = 13\text{mm}$) = 1 gesetzt
	m		
151	3,5	86,70	0,92628
152	6,5	91,96	0,98248
149	13,0	93,60	1,00000
150	26,0	94,45	1,00908
149 a	55,0	94,47	1,00930
141	6,5	90,70	0,97815
139	13,0	92,72	1,00000
140	55,0	93,70	1,01090

Auch hier nimmt mit dem Durchmesser des Rohres die Schallgeschwindigkeit ab, und zwar in höherem Maasse als in den Versuchen der Tab. V und VI.

Zur Uebersicht stelle ich die Resultate der drei Versuchsreihen in folgender kleinen Tabelle zusammen:

Tabelle VIII.

Schallgeschwindigkeiten der Luft in Röhren von verschiedenem Durchmesser bei verschiedenen Wellenlängen, bezogen auf ein Rohr von 13^m,0 Durchmesser als Einheit.

Durchmesser der Röhren	Halbe Wellenlängen der Töne ungefähr		
	90mm	45mm	30mm
55,0	1,01010	1,00885	1,00583
26,0	1,00908	1,00842	1,00781
13,0	1,00000	1,00000	1,00000
6,5	0,98031	0,99170	0,99176
3,5	0,92628	0,96666	

Das Ergebniss derselben ist:

Mit dem Durchmesser eines Rohres nimmt die Schallgeschwindigkeit der Luft in demselben ab, die Gröfse dieser Abnahme ist ausserdem bedingt durch die Wellenlänge des benutzten Tones; bei gleichen Röhren wächst die Abnahme

mit der Wellenlänge. Die Abnahme der Geschwindigkeit wird aber erst von einem bestimmten Durchmesser an merklich (in unsern Versuchen von 26^{mm} an abwärts). In weiteren Röhren ist die Geschwindigkeit gleich, wächst also nicht mehr mit dem Durchmesser.

Ohne fürs Erste den Grund der Einwirkung der Röhrenweite näher zu untersuchen, scheint es doch völlig unbedenklich, anzunehmen, dafs, da von einem gewissen Durchmesser an die Röhrenweite ohne Einfluss ist, der Schall sich in Röhren von dieser Weite an, ebenso wie im freien Raum fortpflanzt. Man kann daher gewifs sehr genähert annehmen, dafs in den weitesten Röhren die Geschwindigkeit des Schalles derjenigen des unbegrenzten Raumes gleich sey, also wie wir oben angenommen bei $0^\circ = 332,8$ Met. Alsdann kann man die Geschwindigkeiten in den andern Röhren ihrem absoluten Werthe nach aus der Tabelle VIII leicht finden; sie sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle IX.

Schallgeschwindigkeiten der Luft in Röhren von verschiedenem Durchmesser bei verschiedenen Wellenlängen, diejenige der weitesten Röhre gleich 332,8 Meter gesetzt.

Durchmesser der Röhren	Halbe Wellenlängen der Töne ungefähr		
	90 ^{mm}	45 ^{mm}	30 ^{mm}
	met	met	met
55,0	332,80	332,80	332,80
26,0	332,73	332,66	333,45
13,0	329,47	329,88	330,87
6,5	323,00	327,14	328,14
3,5	305,42	318,88	

Man sieht es handelt sich hier um viele Meter Differenz. Den wahrscheinlichen Grund der Erscheinung werden wir später in Verbindung mit den Resultaten der andern Versuche besprechen, nur einiges in Bezug auf dieselben will ich hier sogleich erwähnen.

Zuerst ist zu beachten, dafs eine Verringerung der Schall-

geschwindigkeit schon merklich wird, wenn der Durchmesser des Rohres nahe gleich der Viertelwelle des benutzten Tones ist (z. B. $d = 13^{\text{mm}} \frac{l}{2} = 30^{\text{mm}}$). Ist aus diesen Versuchen mit kurzen Wellenlängen zu schliessen auf Töne mit gröfseren, so müßten für irgend tiefere Töne die Röhren außerordentlich weit seyn, wenn die Schallgeschwindigkeit nicht geändert werden soll. *In allen unsern musikalischen Instrumenten, bei denen eine Luftsäule der tönende Körper ist, ist der Durchmesser des Rohres meist klein gegen die Wellenlängen der Töne des Instrumentes, in allen tritt daher eine Verringerung der Schallgeschwindigkeit ein.*

Alle Bestrebungen die Töne schwingender Luftsäulen (offene oder gedackte Pfeifen) mit der Theorie in Einklang zu bringen, sind daher fruchtlos, wenn man die Schallgeschwindigkeit des freien Raumes und nicht die, immer erst speciell zu ermittelnde, des bestimmten Rohres zu Grunde legt.

Es ist schon oben erwähnt, dafs bei dem Apparate die »Wellenröhren« nicht selbst mittönen und es ist auch anzunehmen, dafs ihre Wandungen in Bezug auf die Schwingungen der Luft als vollkommen fest anzusehen sind. Ich habe mich noch direkt überzeugt, dafs bei gleichem Röhrendurchmesser eine gröfsere oder geringere Wandstärke des Glases auf die Wellenlänge der Luft ohne jeden Einflufs war.

Ferner ist noch zu bemerken, dafs im Obigen das Verhältnifs der Wellenlängen direkt als das Verhältnifs der Schallgeschwindigkeiten genommen ist. Es könnte scheinen, als bedürfe dies einer Rechtfertigung, in dem doch möglicher Weise in den verschiedenen Röhren nicht sowohl die Schallgeschwindigkeit als vielmehr die Tonhöhe geändert sey. Es ist indess aus den einfachsten Principien der Akustik *a priori* klar, dafs dies letztere nicht der Fall seyn kann. Freilich kann der Ton des tönenden Glasrohres durch den verschiedenen Widerstand der Luft, der bei den verschiedenen Versuchen je nach den Dimensionen des

Wellenrohrs auf die Enden desselben ausgeübt wird, etwas geändert werden; dieß ist aber für uns gleichgültig, der Stab sendet in einem Versuch nach beiden Seiten genau denselben Ton aus, und in dem engen Rohr der einen Seite ist daher genau derselbe Ton wie in dem weiteren der andern.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

II. Ueber die Ausdehnung starrer Körper. Zweite Abhandlung von Hrn. H. Fizeau.

(Compt. rend. T. LXVI, p. 1005 et 1072.)

Erster Artikel.

In dieser Arbeit beehre ich mich der Akademie meine Untersuchungen über die Wärme-Ausdehnung starrer, besonders krystallisirter, Körper vorzulegen.

Nachdem ich eine große Anzahl neuer Körper in den mannigfaltigsten Richtungen untersucht habe, um ein anscheinend allgemeines Gesetz der dabei auftretenden Erscheinungen festzustellen, und nachdem es mir überdies, Dank den Rathschlägen des Hrn. Des Cloizeaux, in neuerer Zeit gelungen ist, verwickeltere Krystalle der schiefen Systeme mit Sicherheit zu beobachten, kann ich gegenwärtig, die in meiner ersten Abhandlung ¹⁾ ausgesprochenen theoretischen Ansichten ausführlicher und auf Erfahrung gestützt, auseinander setzen.

Zuvörderst ist es aber gut einige Bemerkungen und Principien auszusprechen, die geeignet sind, Einwürfe zu widerlegen, welche man gegen die Regelmäßigkeit und Beständigkeit der in Rede stehenden Erscheinungen machen könnte.

1) Siehe d. Ann. Bd. CXXVIII, S. 564.

Alle Beobachtungen zeigen übereinstimmend, daß das Phänomen der Volumsänderung eines Körpers durch die Wärme, sey es eine Ausdehnung oder eine Zusammenziehung, immer in continuirlicher Weise und mit ganz ähnlicher Regelmäßigkeit wie die Temperaturveränderungen geschieht, so daß dieselben Volume immer constant und identisch denselben Temperaturen entsprechen.

Daher muß man jede Voraussetzung von plötzlichen, zufälligen und gleichsam eigensinnigen Variationen bei dieser Klasse von Phänomenen verwerfen, ebenso gut wie die Existenz von langsamen Variationen, die sich mit der Zeit in dem numerischen Werthe der Ausdehnungscoëfficienten etwa erzeugten.

Zur Stütze der Unveränderlichkeit dieser Coëfficienten kann ich zwei mit besonderer Sorgfalt, in dem Zwischenraum eines Jahres, an einem und demselben Quarzkrystall angestellte Beobachtungen anführen. Der Krystall lag dabei auf demselben Platindreifuß, der während der Zeit mehrere hundert Temperaturwechsel von 7 bis 80° C. erlitten hatte. Diese beiden Coëfficienten entsprechen der Richtung der Krystallaxe

Erste Bestimmung $\alpha = 0,0000078118$

Zweite Bestimmung $\alpha = 0,0000078117$.

Als ich in der schon erwähnten früheren Arbeit versuchte, die damals bekannten Erscheinungen bei der Ausdehnung der Krystalle verschiedener Krystallsysteme mit einander zu verknüpfen, konnte die noch sehr beschränkte Zahl von Beobachtungen wohl ein einfaches und allgemeines Gesetz voraussetzen lassen, gestattete aber nicht, es mit hinreichender Strenge festzustellen. Geleitet indess durch die Analogien, welche zwischen den Hauptcharakteren dieser Phänomene und denen der Phänomene, welche die Fortpflanzung von Licht und Wärme in ihren Beziehungen zur allgemeinen Symmetrie der Krystalle darbieten, schon mit Evidenz hervorleuchten, bin ich eingetreten in die Bahn, welche uns schon längst durch die berühmten Arbeiten Fresnel's über die Fortpflanzung des Lichts eröffnet und

von Senarmont bei Gelegenheit seiner Entdeckungen über die ungleiche Fortpflanzung der Wärme in denselben Körpern mit Glück verfolgt worden ist. Und ebenso, wie es für diese beiden Klassen von Phänomenen geglückt ist, alle beobachteten Thatsachen durch sehr allgemeine Betrachtungen unter sich zu verknüpfen, ebenso kann man bei den Phänomenen der Ausdehnung das Gesetz der Veränderungen, welche die Ausdehnungen in ihren numerischen Werthen zeigen, wenn man sie nach verschiedenen Richtungen auffasst, durch analoge Betrachtungen ausdrücken. Es giebt also drei wohl unterschiedene physische Phänomene, die sich auf analoge theoretische Ansichten zurückführen lassen, nämlich: Fortpflanzung des Lichtes, Fortpflanzung der Wärme in Krystallen, und Wärme-Ausdehnung der Krystalle selbst; und diese theoretischen Ansichten sind genau von gleicher Natur mit denen, welche die Mathematiker beim Studium der ellipsoidischen Flächen benutzen. Wirklich dient bei theoretischer Erklärung dieser drei Ordnungen von Phänomenen ein und dasselbe Princip als gemeinschaftlicher Ausgangspunkt, nämlich die Betrachtung der drei Hauptrichtungen oder rechtwinkligen Axen, die mit wohl definirten physischen und geometrischen Eigenschaften begabt sind, und rings um welche sich die Gesamtheit der Phänomene als strenge Folgerungen und unter den mannigfaltigsten Aeußerungen gruppirt.

Ich brauche hier bloß den Begriff dieser Axen in Bezug auf die uns beschäftigenden Ausdehnungsphänomene zu definiren und zu präcisiren; späterhin werde ich eine gewisse Zahl von Versuchen beibringen, welche, glaube ich, evident beweisen, daß diese Axen wirklichen und wohl unterschiedenen physischen Eigenschaften entsprechen, welche nicht erlauben, sie als eine bloße geometrische Fiction zu betrachten, geeignet die Data der Erfahrung empirisch zu gruppiren. Sie sollen von nun an mit dem Namen *Ausdehnungsaxen* belegt werden. Der in meiner ersten Abhandlung gebrauchte Ausdruck *Elasticitätsaxen* ist in Folge der an schiefen Krystallen beobachteten Resultate unzulänglich geworden; denn

man wird weiterhin erschen, dafs bei diesen Krystallen die drei Axen-Arten, welche den drei vorhin erwähnten Klassen von Phänomenen eigen sind, einander nicht mehr überdecken wie bei den übrigen Krystallsystemen, sondern dafs sie in Wirklichkeit von einander getrennt sind, oft um bedeutende Winkeldistanzen.

In meiner ersten Abhandlung habe ich gezeigt, dafs wenn man den Werth der Ausdehnung eines Krystalls nach irgend einer Richtung, bezogen auf drei rechtwinklige Ausdehnungsaxen, auf eine allgemeine Weise auszudrücken versucht, man zu einer sehr einfachen Formel gelangt, welche blofs die Quadrate der Cosinus der mit den drei Axen gemachten Winkeln, so wie die drei diesen Axen entsprechenden Haupt-Ausdehnungscoëfficienten enthält.

Allein es ist wichtig zu bemerken, dafs das Raisonnement, welches zu diesem Resultate geführt hat, in Wirklichkeit auf dem folgenden Princip beruht.

Wie verwickelt die Krystallform auch sey, wie mannigfach die in verschiedenen Richtungen des Krystalls beobachteten Ausdehnungen auch seyn mögen, hier selbst Zusammenziehungen, dort Ausdehnungen, so giebt es doch in Wahrheit nur drei primitive von einander unabhängige Ausdehnungen, welche sich blofs in drei festen, unter sich rechtwinkligen Richtungen äufsern; das sind die drei Ausdehnungsaxen. In jeder anderen Richtung als diese beobachtet man nur die gleichzeitigen Effecte dieser drei primitiven Ausdehnungen, welche sich immer individuell äufsern, nach ihren Intensitäten und ihren eignen Richtungen, auch auf constante Weise für die Längen-Einheit.

Man kann hinzufügen, dafs, da alle elementaren Theile des Krystalls unter sich identisch sind, diese Axen nicht durch drei Linien von bestimmter Lage im Innern des Krystalls repräsentirt werden, sondern in Wirklichkeit durch drei rechtwinklige Systeme von Parallellinien, betrachtet in jedem der inneren Punkte.

Um vollends anzugeben, was als wesentlich erscheint in diesen sonderbaren Eigenschaften, welche gewissermaafsen

eine ternäre Disposition in den Elementen der krystallisirten Materie zu verrathen scheinen, erübrigt noch zu sagen, worin jede der drei Haupt-Ausdehnungen abweichen muß von jeder anderen resultirenden Ausdehnung, oder, mit anderen Worten, was das unterscheidende Kennzeichen einer Ausdehnungsaxe sey.

Man denke sich eine isolirte Kugel in der Materie des Krystalls bei einer gewissen Temperatur; wenn man sie erhitzt, wird die Kugel sich nach ihren verschiedenen Radien ungleich ausdehnen und im allgemeinsten Fall eine ellipsoïdische Gestalt annehmen. Allein es wird immer drei unter sich rechtwinklige Durchmesser geben, an deren Enden die Verschiebung eines auf der Kugelfläche gelegenen Punktes nach einer radialen Richtung geschieht, d. h. nach der Verlängerung des Radius selbst, ohne seitliche Verschiebung.

Dies ist der wahre Charakter der Ausdehnungsaxe und das Princip der geometrischen Construction, aus welcher ich in meiner ersten Abhandlung die Formel ableitete, welche wir hier untersuchen wollen.

Ich werde nun die Resultate der Versuche beibringen, welche gemacht wurden, um die Genauigkeit der allgemeinen Formel in mehrern ihrer wichtigsten Folgen zu controliren, und dabei die entschiedensten und der Beobachtung zugänglichsten Phänomene in den verschiedenen Krystallsystemen aufsuchen.

Bezeichnet man mit D den Ausdehnungscoëfficienten für irgend eine Richtung, welche mit den drei Ausdehnungsaxen die gegebenen Winkel δ , δ' , δ'' macht, und nennt α , α' , α'' die den drei Axen entsprechenden Ausdehnungscoëfficienten, so hat man folgende Relation:

$$D = \alpha \cos^2 \delta + \alpha' \cos^2 \delta' + \alpha'' \cos^2 \delta'' \quad . \quad (1)$$

allein zugleich hat man die bekannte Relation, welche ausdrückt, daß die drei Winkel δ , δ' , δ'' sich auf drei rechtwinklige Axen beziehen:

$$\cos^2 \delta + \cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'' = 1 \quad . \quad . \quad (2).$$

Kubisches System. — Die allgemeinen Kennzeichen und

die Eigenschaften dieses Krystallsystems führen dahin, die drei Hauptausdehnungen als einander gleich zu betrachten, d. h.

$$\alpha = \alpha' = \alpha''$$

alsdann wird die Gleichung (1):

$$D = \alpha(\cos^2 \delta + \cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'')$$

und wegen der Gleichung (2)

$$D = \alpha,$$

d. h. die Ausdehnung ist constant, unabhängig von der betrachteten Richtung und immer gleich derjenigen nach den Axen, deren Lage nicht durch einen Unterschied in den Ausdehnungen errathen werden kann, und deshalb als unbestimmt betrachtet werden muß.

Hier mehr Beobachtungen an Krystallen dieses Systems. Diese und die folgenden Zahlen repräsentiren die lineare Ausdehnung für die Längen-Einheit, für einen Grad, und für den Punkt $\vartheta = 40^\circ$ der Thermometerskala.

Flussspath. — Lothrecht auf einer octaëdrischen Spaltungsfläche:

$$\alpha = 0,00001911$$

$$\alpha = 0,00001910;$$

auf einer Würfelfläche (eines anderen Krystalls)

$$\alpha = 0,00001910$$

auf einer Fläche, die 5° geneigt gegen eine Würfelfläche (eines anderen Krystalls) geschnitten war

$$\alpha = 0,00001915.$$

Bleiglanz. — Lothrecht auf einer kubischen Spaltungsfläche:

$$\alpha = 0,00002014,$$

auf einer künstlichen Octaëderfläche:

$$\alpha = 0,00002014$$

Schwefelkies. — Lothrecht auf einer natürlichen Würfelfläche:

$$\alpha = 0,00000907,$$

auf einer künstlichen Fläche an einer Gruppe peruanischer Krystalle ohne gemeinsame Richtung

$$\alpha = 0,00000908.$$

Rothkupfererz. — Lothrecht auf einer Fläche des Rhombododecaëders:

$$\alpha = 0,00000093;$$

auf einer gegen die vorhergehende rechtwinklige Fläche

$$\alpha = 0,00000093;$$

auf einer künstlichen Fläche an einer Gruppe von Krystallen ohne gemeinsame Richtung

$$\alpha = 0,00000093.$$

Gerades prismatisches System mit quadratischer Basis und hexagonales oder rhomboëdrisches System. — Diese beiden in krystallographischer Hinsicht verschiedenen Systeme, haben in Bezug auf optische Erscheinungen, Wärmeleitung und Ausdehnungsweise gemeinsame Kennzeichen, was abzuhängen scheint von der symmetrischen Structur, welche sie rings um eine krystallographische Hauptaxe darbieten. Die Ausdehnungen sind hier ungleich in den verschiedenen Richtungen und die aus der Symmetrie der Structur gezogenen Schlüsse zeigen, daß eine der Ausdehnungsaxen mit der krystallographischen Hauptaxe zusammenfallen muß, während die beiden anderen darauf senkrecht sind. Nimmt man aus denselben Symmetrie-Gründen an, daß die den beiden letzteren Ausdehnungsaxen entsprechenden Coëfficienten gleich seyen oder $\alpha' = \alpha''$, so wird die Gleichung (1):

$$D = \alpha \cos^2 \delta + \alpha' (\cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'')$$

aber die Gleichung (2) giebt:

$$\cos^2 \delta' + \cos^2 \delta'' = 1 - \cos^2 \delta = \sin^2 \delta;$$

man hat also (da α die Ausdehnung für die erste Axe ist)

$$D = \alpha \cos^2 \delta + \alpha' \sin^2 \delta.$$

Betrachtet man irgend eine, auf der ersten Axe lothrechte Richtung, was giebt:

$$\delta = 90^\circ; \cos^2 \delta = 0; \sin^2 \delta = 1,$$

so reducirt sich die Gleichung auf

$$D = \alpha'$$

d. h. in jeder auf der ersten Axe (welche mit der Symmetrie-Axe zusammenfällt) winkelrechten Richtung ist die Ausdehnung constant und es ist nicht möglich die Ausdehnungsaxen zu unterscheiden.

Für jede Richtung, welche mit der Axe den Winkel $\delta = 54^\circ 44'$ macht, hat man

$$\cos^2 \delta = \frac{1}{3} \text{ und } \sin^2 \delta = \frac{2}{3}$$

und die Gleichung (3) wird:

$$D = \frac{\alpha + 2\alpha'}{3}$$

Mannigfache Versuche wurden an verschiedenen Krystall-species gemacht, um die Richtigkeit dieser merkwürdigen, aus der Theorie sich ergebenden Eigenschaft zu prüfen, einer Eigenschaft, die sich folgendermaßen aussprechen läßt: Alle Krystalle von der Form eines geraden Prismas, eines Rhomboëders oder regelmäßigen Hexagons, so wie alle aus diesen Formen Abgeleiteten, müssen in einer (für alle diese Krystalle gleichen) Richtung, welche mit der krystallographischen Hauptaxe den Winkel $54^\circ 44'$ (für welchen $\cos^2 \delta = \frac{1}{3}$ ist) bildet, genau das Drittel der kubischen Ausdehnung oder die mittlere lineare Ausdehnung des Krystalls darbieten.

Ich habe früher gezeigt, daß im allgemeinsten Fall dieser Bedingung genügt seyn muß durch die Normalen auf den Flächen eines gehörig orientirten regelmäßigen Octaëders. In dem Fall, der uns beschäftigt, muß dieses Octaëder von mittlerer Ausdehnung gedacht werden, als falle eine seiner Axen mit der Hauptaxe des Krystalls zusammen; die beiden andern können beliebig gerichtet seyn.

Um einen entscheidenden Vergleich der Erfahrung mit dem theoretischen Resultat anzustellen, muß man offenbar die drei Ausdehnungen α , α' , α'' in folgenden drei Richtungen messen; die erste in paralleler, die zweite in winkelrechter Richtung zur krystallographischen Hauptaxe, und die dritte unter dem Winkel von $54^\circ 44'$ gegen dieselbe Axe; die beiden letzten Richtungen können rings um dieselbe Axe in jeglichem Azimut liegen.

Unter diesen Umständen ist die kubische Ausdehnung:

$$\alpha^{\text{cub}} = \alpha + 2\alpha',$$

die mittlere lineare Ausdehnung;

$$\alpha^{\text{lin}} = \frac{\alpha + 2\alpha'}{3}$$

und der Theorie wird nur genügt seyn, wenn dieser letzte Werth zusammenfällt mit dem direct für α^m gefundenen, d. h. wenn man hat

$$\alpha^m = \alpha^{\text{lin}}.$$

Hier die Resultate der Beobachtung; α ist die Ausdehnung der krystallographischen Hauptaxe; α' die winkelrecht zu dieser Axe; α^{lin} die aus α und α' abgeleitete mittlere lineare Ausdehnung; α^m die beim Winkel $54^\circ 44'$ (mit einer Unsicherheit von $5'$ bis $10'$ im Schnitt) beobachtete Ausdehnung.

Zirkon aus Sibirien (Gerades Prisma mit quadratischer Basis)

$$\alpha = 0,0000443$$

$$\alpha' = 0,0000233$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,0000303$$

$$\alpha^m = 0,0000304$$

Smaragd (Beryll) (Hexagonal)

$$\alpha = -0,00000106$$

$$\alpha' = 0,00000137$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00000056$$

$$\alpha^m = 0,00000057$$

Kalkspath (Rhomboëdrisch)

$$\alpha = 0,00002621$$

$$\alpha' = -0,00000540$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00000514$$

$$\alpha^m = 0,00000507$$

Quarz (Rhomboëdrisch)

$$\alpha = 0,00000781$$

$$\alpha' = 0,00001419$$

$$\alpha^{\text{lin}} = 0,00001206$$

$$\alpha^m = 0,00001206$$

Wismuth (Rhomboëdrisch)

$$\alpha = 0,00001621$$

$$\alpha' = 0,00001208.$$

Die dritte Beobachtung wurde normal zu einer natürlichen Fläche des Rhomboëders d. h. bei einem Winkel von

56° 24' mit der Hauptaxe gemacht. Die entsprechende Rechnung geschah mittelst der Formel (3)

Berechnung . . . $\alpha = 0,00001334$

Beobachtung . . . $\alpha = 0,00001338$.

System des geraden rhombischen Prismas. — Da die Lage der Ausdehnungsaxen immer der krystallinischen Structur untergeordnet seyn muß, so ist anzunehmen, daß gleichen Richtungen in Bezug auf die Symmetrie der Flächen auch gleiche Ausdehnungen entsprechen, ein Satz der unmittelbar dahin führt, die drei Ausdehnungsaxen in diesem Systeme als parallel liegend den drei krystallographischen Axen festzustellen.

In der That, denkt man sich ein rechtwinkliges Parallelepipedon über die drei krystallographischen Axen als Kanten construirt, so sieht man sogleich, daß bei der Ausdehnung dieses Körpers die Verschiebung irgend eines Punktes auf einer seiner Flächen nur parallel der auf dieser Fläche lothrechten Kante geschehen kann, ohne seitliche Abweichung, was der Charakter der axialen Ausdehnung ist. Denn, wenn es anders wäre, wenn die Verschiebung nach einer gewissen geneigten Richtung geschähe, so brauchte man nur den Krystall durch eine hemitrope Bewegung in der Ebene der betrachteten Fläche um 180° zu drehen, um eine andere Richtung zu finden, deren krystallographische Beziehungen dieselben seyn würden, und nach welcher also dieselbe Neigung sich einstellen müßte.

Dieselbe Betrachtungsweise kann angewandt werden zur Bestimmung der Lage der ersten Axe in dem vorhin betrachteten geraden Prisma mit quadratischer Basis, so wie in dem hexagonalen Prisma; beim Rhomboëder gelangt man zu einem analogen Schlufs, sobald man nur den Krystall zwei successive Drehungen von 120° machen läßt.

Zweiter Artikel.

Aus dem am Schlusse des ersten Artikels Gesagten erieht man, daß in dem rhombischen System die Ausdehnungsaxen zusammenfallen müssen mit den krystallographischen

Axen. Ueberdies weiß man, gilt dasselbe von der optischen Elasticität (Mittellinien der optischen Axen) und von der Wärmeleitungsfähigkeit. Die drei Klassen von Erscheinungen sind also hier auf gleiche Weise orientirt.

Wie vorauszusehen war, sind die Werthe der drei Hauptausdehnungen unter sich verschieden, und in den intermediären Richtungen beobachtet man die mannigfaltigsten Ausdehnungen.

Für diese Krystalle gilt die Formel (1) in ihrer ganzen Allgemeinheit. Setzt man $\delta = \delta' = \delta''$, so giebt die Relation (2)

$$\cos^2 \delta = \frac{1}{3}; \delta = 54^\circ 44',$$

allein alsdann reducirt sich die Gleichung (1) auf:

$$D = \frac{\alpha + \alpha' + \alpha''}{3}$$

und dies ist das Drittel der kubischen Ausdehnung oder die mittlere lineare Ausdehnung des Krystalls.

In der ersten Abhandlung erklärte ich, wie diese Richtung, die mit jeder der drei Ausdehnungsaxen den Winkel $54^\circ 44'$ macht, zu einem regelmäßigen Octaëder führt, zu einem Octaëder der mittleren Ausdehnung von solcher Lage in dem Krystall, daß seine Flächen eine gleiche Neigung gegen die drei Ausdehnungsaxen haben und die Eigenschaft besitzen, lothrecht auf jede seiner Flächen die mittlere Ausdehnung des Krystalls zu geben.

Um diese theoretischen Deductionen zu prüfen, muß man in einem Krystall vier Ausdehnungen α , α' , α'' und α^m bestimmen, die drei ersten nach den Ausdehnungsaxen, die letztere nach dem Winkel von $54^\circ 44'$ mit diesen Axen.

Alsdann wird die kubische Ausdehnung des Krystalls:

$$\alpha^{cub} = \alpha + \alpha' + \alpha'',$$

die mittlere lineare Ausdehnung:

$$\alpha^{lin} = \frac{\alpha + \alpha' + \alpha''}{3}$$

und wenn die Theorie richtig ist, muß man die Gleichheit haben:

$$\alpha^m = \alpha^{lin}$$

d. h. die direct nach dem Winkel $54^{\circ} 44'$ gefundene Ausdehnung muß dieselbe Zahl geben wie die mittlere lineare Ausdehnung, die aus den drei, nach den Axen gemessenen Ausdehnungen abgeleitet worden ist.

Diese Beobachtungen wurden am *Aragonit* und am *Topas* gemacht. Die erstere enthielt einige hemitropische Lamellen, der letztere war rein und homogen.

Nennen wir *erste Axe* diejenige, welche mit der Mittellinie des scharfen Winkels der optischen Axen zusammenfällt; *zweite Axe* diejenige, welche mit der Mittellinie des stumpfen Winkels der optischen Axen zusammenfällt, und *dritte Axe* diejenige, welche auf der Ebene der beiden anderen Axen winkelrecht ist. Seyen ferner α , α' , α'' die Ausdehnungen nach der *ersten*, *zweiten* und *dritten* *Axe*, α^{lin} die aus diesen Ausdehnungen abgeleitete mittlere, und α^m die auf einer Fläche des Octaëders der mittleren Ausdehnung d. h. unter $54^{\circ} 44'$ gegen die drei Axen beobachtete Ausdehnung.

Aragonit (gerades rhombisches Prisma)

$$\begin{aligned}\alpha &= 0,00003460 \\ \alpha' &= 0,00001719 \\ \alpha'' &= 0,00001016 \\ \alpha^{lin} &= 0,00002065 \\ \alpha^m &= 0,00002031.\end{aligned}$$

Topas (gerades rhombisches Prisma)

$$\begin{aligned}\alpha &= 0,00000592 \\ \alpha' &= 0,00000484 \\ \alpha'' &= 0,00000414 \\ \alpha^{lin} &= 0,00000497 \\ \alpha^m &= 0,00000497.\end{aligned}$$

System des schiefen rhombischen Prismas oder klinorhombisches System. — Die Complication der Formen dieser Krystalle, die Eigenthümlichkeiten ihrer optischen und ihrer thermischen Eigenschaften geben dem Studium der Ausdehnung derselben ein besonderes Interesse. Betrachtet man nämlich hier bloß die dem Versuche zugänglichsten Krystalle, die des einfach schiefen Systems, so hat man zu

untersuchen, ob man dabei dasselbe Ausdehnungsgesetz antreffe, wie bei den Systemen einer weniger verwickelten Symmetrie, und wenn das der Fall, welche Lage die drei rechtwinkligen Ausdehnungsaxen gegen die geneigten krystallographischen Axen haben könnten.

Fig. 4 Taf. I stellt die Grundform eines zu diesem System gehörigen Krystalls vor, nämlich die des Feldspaths. Der schiefe Winkel von $116^{\circ} 7'$ ist charakteristisch für diese Mineralspecies; er schwankt innerhalb ziemlich weiter Grenzen für die übrigen Substanzen dieses Krystallsystems, ist aber für jede derselben constant. Man braucht diesem Winkel nur einen Werth von 90° zu geben, um auf das vorhergehende System, das des geraden rhombischen Prismas zurückzukommen. Um das Daseyn und die Lage der Ausdehnungsaxen zu erweisen, wurde folgender Weg eingeschlagen.

Betrachten wir die Symmetrie-Ebene ph , welche den Körper in zwei nicht überdeckbare, symmetrische Hälften zerschneidet, so werden wir dahin geführt, das Daseyn einer auf dieser Ebene winkelrechten Ausdehnungsaxe anzunehmen, und zwar aus dem schon beim geraden Prisma angeführten Grunde, daß eine Drehung von 180° einer der Hälften des Krystalls auf der anderen nichts an den krystallographischen Beziehungen seiner Theile ändert. Wenn eine der Axen (schon als *erste Axe* bezeichnet) winkelrecht zur Symmetrie-Ebene ist, liegen die beiden anderen nothwendig in dieser Ebene, aber in einer unbekannten Richtung, die wir weiterhin zu bestimmen suchen werden.

Um diesen ersten Punkt zu verificiren, machte ich zwei Beobachtungen an einem Gypskrystall, bei dem die durch die vorwaltende Spaltbarkeit so scharf angegebene Symmetrie-Ebene sehr sichere Orientirungen gestattet. Die beiden in Rede stehenden Richtungen waren auf der Symmetrie-Ebene gleich geneigt, lagen ähnlich rechts und links von dieser Ebene, wie die Normalen der Flächen m, m (Fig. 4). Klar ist, daß in diesem Fall, wenn die erste Axe die angezeigte Lage recht hat, wie auch übrigens die beiden anderen

gelegen seyn mögen, die betrachteten beiden Richtungen immer gleich geneigt gegen jede der drei Axen seyn werden und deshalb zwei gleiche Ausdehnungen darbieten müssen.

Hier die zwei gefundenen Werthe: ¹⁾

0,00001945

0,00001938,

deren Unterschied mit den Unsicherheiten des Versuchs zusammenfällt.

Verallgemeinert man dies Resultat, so kann man annehmen, dass in den Krystallen dieses Systems eine auf der Symmetrie-Ebene winkelrechte Ausdehnungsaxe vorhanden ist, welche folglich zusammenfällt mit der einer Fresnel'schen Axe optischer Elasticität und mit einer Axe der Wärmeleitung, welche sich nach den wichtigen Untersuchungen von Senarmont und Des Cloizeaux immer in dieser Richtung befinden. Die drei Klassen von Erscheinungen decken sich also auch hier, wie bei den zuvor betrachteten Krystallsystemen.

Was die Lage der beiden anderen Ausdehnungsaxen in der Symmetrie-Ebene betrifft, so hatte eine erste Untersuchung den Zweck, zu sehen, ob eine dieser Axen nicht mit der optischen Mittellinie zusammenfalle, was ihre Lage festgesetzt haben würde. Zu dem Ende wurde aus einem Feldspath von der Eifel (Wehr), einem durch die Versuche des Hrn. Des Cloizeaux über die Veränderungen der optischen Eigenschaften durch die Wärme wohl bekanntem Mineral, ein kleiner Würfel geschnitten. Eine Kante (*A*) war parallel der optischen Mittellinie (Axe der optischen Elasticität), eine andere (*B*) winkelrecht auf der Symmetrie-Ebene und die dritte (*C*) winkelrecht auf den beiden anderen. Die octaëdrischen Abstumpfungen dieses Würfels gaben zwei andere Richtungen (*D*) und (*E*), in welchen die Ausdehnungen

1) Die Richtungen dieser Ausdehnungen können so definiert werden: nach $54^{\circ} 44'$ mit der Normale der Hauptsplütbarkheit, mit der Richtung der faserigen Splütbarkheit und mit einer Normale auf dieser Splütbarkheit und der Seite des scharfen Winkels des Prismas ($66^{\circ} 14'$).

sowohl einander als der mittleren Ausdehnung des Krystalles gleich seyn mußten, falls die vorausgesetzte Coïncidenz reell war. Die diesen Richtungen entsprechenden Ausdehnungen A, B, C, D, E waren folgende:

$$A = 0,00001695$$

$$B = -0,00000163$$

$$C = -0,00000036$$

$$D = -0,00000826$$

$$E = -0,00000170.$$

Diese Werthe sind ganz unvereinbar mit der besagten Coïncidenz. Die gesuchte Ausdehnungsaxe existirt also nicht in der Richtung der Fresnel'schen Axe optischer Elasticität.

Untersucht man indeß diese Zahlen mit Achtsamkeit und erwägt, welche bedeutende Unterschiede in den beiden octaëdrischen Ausdehnungen D und E durch die offenbar nicht 90° übersteigende Neigung der gesuchten Axe gegen die Würfelfläche herbeigeführt sind, so wird man die Möglichkeit einsehen, aus diesen Bestimmungen die wahre Neigung abzuleiten, wenn man durch Rechnung sucht, welche Lage man ihr beilegen muß, damit sie den Beobachtungen genüge.

In der That betrachtet man als unbekannt den Winkel χ oder die Neigung der gesuchten Axe in der Symmetrieebene gegen die auf einer Würfelfläche winkelrechte Richtung (A) und überdieß die beiden Ausdehnungen α_i in dieser Axe und α_n in einer anderen Axe, und nennt endlich A, B, C, D die Ausdehnungen in den vier oben bezeichneten Richtungen (A), (B), (C), (D), so kann man durch die allgemeine Formel (1) drei dieser Ausdehnungen A, C, D ausdrücken in Function ihrer Winkelrichtungen bezogen auf drei Axen und drei principale oder axiale Ausdehnungen. Dieß giebt drei Gleichungen für drei Unbekannte, wodurch man, mittelst einiger analytischen Transformationen, zu folgenden Auflösungen gelangt:

$$\tan^2 \chi + \tan \chi \cdot \frac{2(A-C)}{3D-(A+B+C)} - 1 = 0 \quad . \quad (4)$$

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \left(A + C + \frac{A-C}{\cos^2 \chi} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$\alpha_u = A + C - \alpha, \quad (6)$$

Die Gleichung des zweiten Grades (4) giebt durch die Zeichen + und — ihrer Wurzeln zwei Tangenten, welche den beiden um 90° verschiedenen Winkeln χ entsprechen. Diefs sind genau die Lagen der beiden Ausdehnungsaxen in der Symmetrie-Ebene, χ ist positiv von (A) bis (C). Die Gleichungen (5) und (6) geben die numerischen Werthe der beiden entsprechenden axialen Ausdehnungen. Ich mufs bemerken, dafs, wenn man in die Formel (4) die octaëdrische Ausdehnung E statt D einführt, man zugleich A in C verwandeln mufs und umgekehrt, weil das Azimut der Fläche (E) um 90° von dem von (D) absteht. Die numerische Rechnung, successive gemacht mit den Werthen von D und E , giebt für die eine dieser Axen

$$\chi = 14^\circ 40', \quad \chi = 14^\circ 50'.$$

Diese Richtung ist von der optischen Mittellinie aus genommen. Um sie auf eine natürliche Fläche des Feldspaths zu beziehen, z. B. auf p , mufs man, nach der Stellung des Würfels, $4^\circ 30'$, den Winkel der Mittellinie mit p , hinzufügen¹⁾. Nennt man überdies *zweite Axe* diejenige, welche der Normale der Höhe h' des Prismas am nächsten ist, hat man für den Winkel der zweiten Axe mit der Basis p in dem stumpfen Winkel ph'

$$19^\circ 15'.$$

Fig. 5 Taf. I zeigt deutlicher, wie in einem Feldspathkrystall vom St. Gotthardt die drei Ausdehnungsaxen gegen die natürlichen Flächen gelegen sind.

An Krystallen dieser Art lassen sich auch die genaueren

1) Alle in dieser Arbeit angeführten Bestimmungen über Mittellinien und optische Elasticitätsaxen sind genommen aus mehreren den Physikern und Mineralogen wohl bekannten Abhandlungen des Hrn. Des Cloizeaux (*Ann. des Mines T. XI et XIV*), besonders aus der großen Abhandlung desselben Autors, die so eben in *T. XVIII des Recueil des Savants étrangers* gedruckt wird. Ich verdanke diesem Beobachter auch mehrere neue Bestimmungen von Senarmont über die Axen der Wärmefortpflanzung die aus einer inedirt, aber nächstens veröffentlicht werden Arbeit genommen worden sind.

Bestimmungen machen, welche wir weiterhin mit den Werthen der axialen Ausdehnungen geben werden.

Kaum ist nöthig hinzuzufügen, daß bei Anwendung der Formeln (4), (5), (6), die Richtung des Würfels ringsum die erste Axe eine jeglich seyn kann. Es ist für die Genauigkeit des Schnitts sogar vorzuziehen, daß eine seiner Flächen mit der Basis p oder mit der Höhe h des Prismas zusammenfalle.

Es giebt, um die Lage der Axen zu finden und die Hauptausdehnungen zu bestimmen, eine zweite Methode, welche mehre Vortheile, besonders für das Schneiden der Krystalle, darbietet und daher bei den folgenden Beobachtungen gewöhnlich angewandt wurde.

Man nimmt dieselben Unbekannten wie vorhin, d. h. χ , α_i , α_u , allein man betrachtet nur zwei rechtwinkliche Richtungen (A) und (C) und eine intermediäre (M), welche 45° mit jeder der vorhergehenden macht, alle drei in der Symmetrie Ebene. Diese Richtung (M) ist winkelrecht auf einer die Kante abstumpfenden Fläche und gleich geneigt gegen zwei anliegende Flächen des Würfels. Drückt man wie vorhin die drei Ausdehnungen A , M , C durch die allgemeine Formel (1) aus, so gelangt man zu folgenden drei Formeln:

$$\tan 2\chi = \frac{2(A-M)}{C-A} + 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \left(A + C + \frac{A-C}{\cos 2\chi} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\alpha_u = A + C - \alpha_i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Die beiden letzten sind identisch mit den entsprechenden zwei der ersten Methode. Die Formel (7) ist einfacher und leichter zu berechnen als die vorhergehende (4). Wie diese führt sie gleichfalls zu zwei rechtwinklichen Werthen, woraus man auf einmal die Lage der beiden Axen zieht, eine Eigenthümlichkeit, die einfach daraus entspringt, daß die Charaktere der Tangenten erlauben zu setzen:

$$\tan 2\chi = \tan (2\chi \pm 180).$$

Die Ausdehnung längs der ersten Axe muß der Gegen-

stand einer Bestimmung für sich seyn, wenn man die Resultate vervollständigen will. In Betreff der beiden ersten Axen ist sie aber nicht nöthig. Folgendes sind nun die Beobachtungen an mehreren Mineralspecies dieses Krystallsystems, mit den sich daraus ergebenden mannigfachen Lagen der Axen, so wie den Werthen der drei principalen oder axialen Ausdehnungen.

Feldspath. — An einem aus einem Krystall vom Gotthardt (welcher in schwachem Grade die gewöhnliche Krümmung dieser Krystalle zeigte) geschnittenen Würfel wurde eine vollständige Bestimmung nach der zweiten Methode gemacht.

Die Bezeichnungen bleiben dieselben wie zuvor; eine Würfelfläche fällt mit h' , eine andere mit g' zusammen. Die studirten Richtungen sind alsdann respective normal (A) zu h' , (B) zu g' , (C) zu der auf diesen beiden Flächen winkelrechten Ebene, endlich (M) zu der gegen (A) und (C) im spitzen Winkel des Prismas ($63^{\circ} 53'$) gleich geneigten Abstumpfung. Die gemessenen Ausdehnungen sind folgende:

$A =$	0,0000187400	$A\alpha =$	1,72
$B =$	- 0,0000020039 (1 ^{te} Axe)		1,57
$C =$	- 0,0000011467		1,30
$M =$	0,0000113924		1,18.

Diese Zahlen, in die Formeln (7), (8) und (9) gesetzt, geben:

$$\begin{aligned}\chi &= - 7^{\circ} 19' \\ \alpha_i &= - 0,00000148 \text{ (3^{te} Axe)} \\ \alpha_a &= 0,00001907 \text{ (2^{te} Axe).}\end{aligned}$$

Da die Formel χ positiv giebt in dem scharfen Winkel von h' aus, so ergibt sich für die zweite Axe von p aus in dem stumpfen Winkel die Lage: $18^{\circ} 48'$. Man wird bemerken, daß längs der ersten und dritten Axe eine negative Ausdehnung oder Zusammenziehung stattfindet, längs der zweiten Axe aber eine beträchtliche Ausdehnung. Fig. 6 Taf. I und jede der folgenden stellt einen Durchschnitt nach der Symmetrie-Ebene dar, um eine genaue Idee von der Richtung und relativen Lage der drei verschiedenen Paare

rechtwinkllicher Axen zu geben. Der Winkel von $116^{\circ} 7'$ bei O ist der Winkel der Schiefe des Feldspathprismas, p die Basis, nach der leichten Spaltbarkeit, und h die Höhe.

D_2 und D_3 bezeichnen die Ausdehnungsaxen, D_1 gegen $p' = 18^{\circ} 48'$; E_2 und E_3 sind die optischen Elasticitätsaxen (Mittellinie), E_2 gegen $p' = 4^{\circ} 30'$; C_2 und C_3 sind die Axen der Wärmefortpflanzung, C_2 gegen $p' = 22^{\circ} 7'$. Die obigen Beobachtungen geben noch

Kubische Ausdehnung $= 0,000015589 \quad \Delta\alpha = 4,59$

Mittlere lineare Ausdehnung $= 0,000005196 \quad 1,53$

Zur Controle dieser Resultate wurde eine zweite Reihe von Versuchen gemacht. Ein Adularkrystall von anderem Fundort wurde zu einem Würfel geschnitten, sehr nahe orientirt nach den oben angegebenen axialen Richtungen, den drei, auf den Flächen winkelrechten Ausdehnungsaxen. So fand ich direct die folgenden Zahlen, deren Uebereinstimmung mit den vorhergehenden ohne Zweifel für genügend erachtet wird:

Erste Axe — $0,000002030 \quad \Delta\alpha = 1,28$

Zweite Axe $0,000019052 \quad 1,06$

Dritte Axe — $0,000001507 \quad 1,46$

Kubische Ausdehnung . . $= 0,000015515 \quad 3,80$

Mittlere lineare Ausdehnung $= 0,000005172 \quad 1,27.$

Hierauf verwandelte ich den Würfel durch Abstumpfung der Ecken in ein Cubo-Octaëder, was mit dem Würfel das Octaëder der mittleren Ausdehnung giebt. Von den beiden folgenden Beobachtungen wurde gemacht die erste nach einer in dem Winkel $h'p''$ (Fig. 6) liegenden Richtung, die zweite nach einer in dem Winkel $p''h''$

$0,000005067$

$0,000005314$

Mittel $0,000005190.$

Das Mittel aus beiden Zahlen stimmt mit der vorhergehenden mittleren Ausdehnung gut überein, was uns berechtigt, den Unterschied zwischen den beiden Zahlen einem geringen Fehler in der Richtung nach der Symmetrie-Ebene zuzuschreiben.

Epidot. — Sehr hübscher glasiger Krystall aus Brasilien. Dieselben Bezeichnungen wie beim Feldspath, aber Richtung (*A*) winkelrecht auf *p*, und (*M*) in dem stumpfen Winkel des Prismas

<i>A</i> = 0,0000084917	<i>Aα</i> = 2,18
<i>B</i> = 0,0000091326 (1 ^{ste} Axe)	2,55
<i>C</i> = 0,0000057112	2,93
<i>M</i> = 0,0000036114	1,74.

Mit den Formeln (7), (8), (9) ergibt sich:

$$\begin{aligned}\chi &= 34^{\circ} 18' \\ \alpha_i &= 0,00000334 \text{ (2^{te} Axe)} \\ \alpha_{ii} &= 0,00001086 \text{ (3^{te} Axe)}.\end{aligned}$$

Fig. 7 Taf. I stellt die Vertheilung der Axen im Epidot dar

Winkel der Schiefe	= 115° 27'
<i>D</i> ₂ gegen <i>p'</i> . . .	= 34° 8'
<i>E</i> ₂ „ „ . . .	= 29° 41'
<i>C</i> ₂ „ „ . . .	= 40° 27' (?).

Dieselben Beobachtungen liefern überdiess die folgenden numerischen Data:

Kubische Ausdehnung	= 0,000023335	<i>Aα</i> = 7,66
Mittlere lineare Ausdehnung	= 0,000007778	2,55

Zur Bestätigung wurde ein anderer brasilianischer Krystall normal zur Richtung *D*₂ geschnitten, damit die Ausdehnung in der dritten Axe gemessen werden konnte. Die Beobachtung gab:

$$\text{dritte Axe} = 0,00001081.$$

Augit. — Krystall vom Westerwald, ziemlich nett, aber im Innern einige Sprünge enthaltend. Dieselben Bezeichnungen wie beim Epidot, bis auf die Richtung (*A*), welche winkelrecht auf der Höhe *h* ist

<i>A</i> = 0,0000046525	<i>Aα</i> = 1,50
<i>B</i> = 0,0000138560 (1 ^{ste} Axe)	0,76
<i>C</i> = 0,0000059785	1,34
<i>M</i> = 0,0000028058	2,08.

Dieselben Formeln führen zu den Zahlen:

$$Z = -37^{\circ} 36'$$

$$\alpha_1 = 0,00000791 \text{ (3}^{\text{te}} \text{ Axe)}$$

$$\alpha_2 = 0,00000272 \text{ (2}^{\text{te}} \text{ Axe)}.$$

Fig. 8 Taf. I bezieht sich auf den Augit; man findet darin drei benachbarte Axen, bezeichnet D_2 , E_3 , C_3 , in Folge der gemachten Annahme, zweite Axe diejenige zu nennen, welche der Normale auf h am nächsten ist.

$$\text{Winkel der Schiefe} = 106^{\circ} 1'$$

$$D_2 \text{ gegen } p' \quad . \quad . \quad . = 53 \quad 37$$

$$E_3 \quad " \quad " \quad . \quad . \quad . = 67 \quad 7$$

$$C_3 \quad " \quad " \quad . \quad . \quad . = 71 \quad 7$$

Aus denselben Beobachtungen folgt:

$$\text{Kubische Ausdehnung} = 0,000024487 \quad A\alpha = 3,60$$

$$\text{Mittlere lineare Ausdehnung} = 0,000008162 \quad 1,20.$$

Ein anderer Augitkrystall von gleicher Natur wurde so geschnitten, daß längs der dritten Axe beobachtet werden konnte. Die Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist hier weniger genügend, was von der Unvollkommenheit der Krystalle herzuführen scheint. Ich fand nämlich:

$$\text{dritte Axe} = 0,00000811.$$

Hornblende. — Der beobachtete Krystall zeigte eine sonderbare Eigenthümlichkeit, nämlich die, daß er bei Veränderung des Volums die Feuchtigkeit der Luft leicht absorbierte und verlor, besonders in der zur Höhe h winkelrechten Richtung. Diese Eigenschaft, welche der der Holzigen Gewebe ähnelt, machte die Versuche schwierig und unsicher; sie müssen an Krystallen weniger faseriger Varietäten wiederholt werden. Ich begnügte mich daher mit einer ersten Bestimmung der kubischen Ausdehnung der Hornblende durch die folgenden Messungen (Bezeichnungen wie zuvor)

$$A = 0,000008051 \quad A\alpha = 3,74$$

$$B = 0,000010217 \quad 0,62$$

$$C = 0,000007703 \quad 1,69$$

$$\text{Kub. Ausdehnung} = 0,009025971 \quad 6,05$$

$$\text{Mittl. lin. Ausdehn.} = 0,000008657 \quad 2,02.$$

Azurit von Chessy. — Isolirter Krystall, ziemlich matt, aber die Flächen etwas gekrümmt, besonders an den Rändern; Bezeichnungen und beobachtete Richtungen wie beim Epidot:

$A = 0,0000041550$	$A\alpha = 2,78$
$B = 0,0000125893$ (1 ^{te} Axe)	2,03
$C = 0,0000156730$	3,86
$M = 0,0000006666$	1,72.

Die Formeln (7), (8), (9) führen zu folgenden Zahlen

$$\begin{aligned}\chi &= -29^{\circ} 3' \\ \alpha_i &= 0,00002081 \text{ (2^{te} Axe)} \\ \alpha_u &= -0,00000098 \text{ (3^{te} Axe).}\end{aligned}$$

Man hat hier ein neues Beispiel von Zusammenziehung, nämlich in der dritten Axe; überdies sieht man, daß die azimutale Dispersion der Axen nicht in Beziehung zur mehr oder weniger großen Schiefe des Prismas zu stehen scheint, denn beim *Azurit* (oder *Chessylit*) weicht der Winkel von p gegen h (Fig. 9 Taf. I) wenig von 90° ab, und dennoch ist der azimutale Winkel von D_2 sehr groß. Die Lage der thermischen Axen hat für diese Substanz noch nicht bestimmt werden können:

$$\text{Winkel der Schiefe} \dots\dots\dots = 92^{\circ} 21'$$

$$D_2 \text{ gegen } p' \text{ (im scharfen Winkel)} = 29 \quad 3$$

$$E_2 \text{ gegen } p' \text{ (im stumpfen Winkel)} = 15 \quad 0.$$

Endlich ergibt sich aus denselben Beobachtungen:

$$\text{Kubische Ausdehnung} = 0,000032417 \quad A\alpha = 8,67$$

$$\text{Mittl. lineare Ausdehn.} = 0,000010806 \quad 2,89.$$

Gyps vom Montmartre. — Ein sehr homogener Krystall, dessen leichte Spaltbarkeit (das ist hier die Symmetrie-Ebene) von merkwürdiger Schärfe war, wurde zu einem nach dem faserigen Blätterdurchgang gerichteten Würfel geschnitten. Die Bezeichnungen sind dieselben wie vorhin; es ist nur hinzuzufügen, daß die Richtung (A) winkelrecht ist auf dem faserigen Blätterdurchgang, daß (D) und (E) die auf S. 385 sind, und daß (M), (M)' durch dieselben, schwach retouchirten Abstumpfungen der Seite des scharfen Winkels des Prismas erhalten wurden. Die studirten Richtungen an die-

ser Substanz, um vier Bestimmungen des Winkels χ zu erhalten, waren ziemlich zahlreich: zwei durch die Richtungen bei $54^\circ 44'$ [Formeln (4), (5), (6)] und zwei durch die Richtungen bei 45° [Formeln (7), (8), (9)]. Hier die Beobachtungen:

$A = 0,0000274640$	$\Delta\alpha = 2,88$
$B = 0,0000416340$ (1 ^{te} Axe)	9,36
$C = 0,0000034405$	1,64
$D = 0,0000194484$	3,15
$E = 0,0000193810$	3,81
$M = 0,0000086889$	-0,06
$M' = 0,0000086685$	0,42.

Das Resultat der Rechnungen ist folgendes:

$$\chi = 15^\circ 17'; 15^\circ 27'; 14^\circ 41'; 14^\circ 44' \text{ Mittel } 15^\circ 2'$$

$$\alpha_i = 0,00000157 \text{ (Zweite Axe)}$$

$$\alpha_{ii} = 0,00002933 \text{ (Dritte Axe).}$$

Aus Fig. 10 Taf. I kann man ersehen, dafs beim Gyps eine fast vollständige Coïncidenz stattfindet zwischen den Ausdehnungsaxen D und den optischen Elasticitätsaxen E . Die scharfe Mittellinie der optischen Axen entspricht E_2 in der Figur; ihre Lage ist genommen bei der Temperatur $\vartheta = 40^\circ$, auf welche alle vorhergehenden Messungen bezogen worden sind; ihr Winkel mit p' ist also etwas gröfser als bei gewöhnlicher Temperatur (Neumann)¹⁾. Ueberdies sieht man, dafs die Senarmont'schen Wärmeleitungsaxen sich dagegen sehr von den Ausdehnungsaxen entfernen.

$$\text{Winkel der Schiefe} \dots\dots\dots = 113^\circ 46'$$

$$D_2 \text{ gegen } p' \text{ (im scharfen Winkel)} = 15^\circ 2'$$

$$E_2 \quad \quad p' \text{ (im scharfen Winkel)} = 39^\circ 35'$$

$$C_2 \quad \quad p' \text{ (im stumpfen Winkel)} = 39^\circ 46'.$$

Die kubische Ausdehnung des Gypses, wie sie aus vorstehenden Messungen sich ergibt, ist folgende:

1) Hr. Neumann schlofs ausserdem aus den Versuchen von Mitscherlich, dafs es beim Gyps ein Minimum der Ausdehnung gebe, in einer Richtung, die mit der faserigen Spaltbarkeit einen Winkel von 12° mache.

Kubische Ausdehnung $= 0,00007254$ $\Delta\alpha = 13,88$
 Mittl. lineare Ausdehn. $= 0,00002418$ $4,63.$

Endlich wurde an einem Krystall von weißem Gyps in einer der zweiten Axe sehr nahen Richtung, eine Verification vorgenommen und die Zahl 0,000001598 gefunden.

III. Studien über die Veränderungen magnetischer Actionen beim Aneinanderstoßen und Trennen der Streichmagnete mit Hülfe der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode);
von Dr. L. Kütz.

A. Längsstäbe.

a. Ersatzmagnete.

Schon oft habe ich die Beobachtung gemacht, daß Magnete, welche zufällig in entgegengesetztem Sinne zusammengestoßen wurden, nach der Trennung nicht dieselbe Stärke mehr hatten wie zuvor, also Aenderungen in den gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vorgekommen waren. Ich entschloß mich daher einige Versuche darüber anzustellen, die zwar mühsam aber doch lohnend waren, indem — ich spreche es nur als Vermuthung aus — sie vielleicht in Folge dazu beitragen können, den Schleier etwas zu lüften, um über die Natur des Magnetismus einigen Aufschluß zu erhalten. Wenn auch bis jetzt noch keine direkte Versuche vorliegen, welche die Erscheinungen des Magnetismus als Schwingungen der Atomgruppen in's klare Licht setzen, so kann doch wohl darüber kein Zweifel mehr seyn, in dem Magnetismus selbst eine kosmische Erscheinung anzunehmen. Man wird wohl auch dahin kommen, den Magnetismus als andauernd fixirte Schwingungen und den Elektromagnetismus als vorübergehende fixirte Schwingungen

der Atomgruppen zu betrachten. Manche gekannte Erscheinungen bestärken schon solche Vermuthungen und Ansichten. Man weiß unter Anderem, daß Erwärmung und Erschütterung den Magnetismus eines Stabes schwächen, man könnte unter Umständen sagen, die Atomgruppen werden hierdurch aus der fixirten Stellung gebracht; auch tritt eine Schwächung ein, wenn man einen Magnet nicht fortwährend beschäftigt, hier könnte man antworten, daß die Atomgruppen fortwährend in der fixirten Schwingung erhalten werden müssen, wenn keine Schwächung eintreten soll. Doch sind das bis jetzt nur Ansichten und ich gehe nun zur Sache über.

Vier Stahlstäbe aus einer sehr guten englischen Stahlsorte, von 58^{mm} Länge, 17^{mm} Breite und 6^{mm} Dicke wurden durch Streichen magnetisirt, und zwar so, daß der eine Stab in der Entfernung $r = 10$ Centimeter eine Ablenkung von 24° bewirkte. Die drei andern dagegen wurden in der Art magnetisch erregt, daß sie alle die Nadel in derselben Entfernung auf der andern Seite der Bussole wieder auf Null zurückzubringen vermochten, also »Ersatzmagnete« waren.

Es bestehen für die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen die Gleichungen:

$$m_I = \frac{r_I^3}{r^3} \times m,$$

$$m_{II} = \frac{r_{II}^3}{r^3} \times m \text{ und}$$

$$m_{III} = \frac{r_{III}^3}{r^3} \times m,$$

wenn m_I , m_{II} und m_{III} die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen vor dem Zusammenstoß, r_I , r_{II} und r_{III} die entsprechenden Entfernungen von der Bussole bedeuten, ausgedrückt jedoch in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle, die in r Centimeter Entfernung lag.

In unserem Falle war:

$$r_I = r_{II} = r_{III},$$

folglich auch:

$$m_I = m_{II} = m_{III}$$

Die Entfernung für die in Rede stehenden Ersatzmagnete betrug 13 Centimeter, das einer magnetischen Action von:

$$m_I = m_{II} = m_{III} = \frac{13^3}{10^6} \times m = 2,197 m$$

entspricht.

Die drei Ersatzmagnete wurden nun in entgegengesetztem Sinne, wie Fig. 7 Taf. III zeigt, gleichzeitig aneinander gestossen. Nach Verlauf einiger Zeit — 5 bis 10 Minuten etwa — wieder vorsichtig und auch gleichzeitig durch Hinegschieben getrennt, und zwar so, wie es in Fig. 8 Taf. III durch die Richtung der Pfeile angegeben wird.

Nach dem Auseinandernehmen wurden dieselben wieder gemessen, hinsichtlich ihrer magnetischen Actionen, und es fand sich, daß sie sich gegenseitig nicht geschwächt hatten. Denn alle mußten wieder in die Entfernung von 13 Centimeter auf die rechte Seite der Bussole gelegt werden, um die vorher durch die »Normallamelle« abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückzubringen.

Werden sonach »Ersatzmagnete« in entgegengesetztem Sinne gleichzeitig aneinander gestossen und nach Verlauf einiger Zeit auch gleichzeitig wieder getrennt, so finden keine gegenseitigen in den magnetischen Actionen statt, d. h. die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen bleiben constant.

Ich stellte viele solcher Versuche an, und nur in einem einzigen Falle war eine sehr geringe Zunahme an magnetischer Action wahrgenommen worden, welche jedoch kaum ein Procent betrug. Zugleich erkannte ich mit Hülfe der magnetischen Sättigungsmethode, daß in diesem Falle die Lamellen weniger nahe ihrem magnetischen Sättigungspunkte standen, als es bei den andern Versuchen der Fall war: Man setze daher besser, wie folgt:

Werden »Ersatzmagnete«, welche zugleich von ihrem magnetischen Sättigungspunkte nicht sehr weit entfernt sind, in entgegengesetztem Sinne gleichzeitig aneinander gestossen

und gleichzeitig wieder getrennt, so bleiben die magnetischen Actionen constant.

b. Magnete ungleicher Actionen.

I. Zwei starke und gleiche magnetische Actionen am Ende, in der Mitte dagegen eine schwache magnetische Action,

$$m_I = m_{III} > m_{II}.$$

Der Normalstab der bei diesem Versuche benutzt wurde, lag wiederum in der Entfernung $r = 10$ Centimeter, und habe eine magnetische Action m . Zwei andere Stäbe waren »Ersatzmagnete«, deren gemeinschaftliche Quantitäten ihres erregten Magnetismus vor dem Zusammenstoß durch $m_I = m_{III}$ dargestellt werden sollen, ein dritter zur Anwendung kommende Stab habe die magnetische Action m_{II} , jedoch mit der Bedingung, daß

$$m_I = m_{III} > m_{II}$$

ist. Die kurzen von derselben Stahlsorte gefertigten Stäbe, waren 84^{mm} lang, 13^{mm} breit und 2,5^{mm} dick. Vor dem Auseinanderstoßen in entgegengesetztem Sinne hatten die beiden Ersatzmagnete die magnetische Action von

$$m_I = m_{III} = \frac{8,1^3}{10^3} \times m = 0,531 m$$

und der dritte für die Mitte bestimmte Magnetstab hatte eine gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus von

$$m_{II} = \frac{4,5^3}{10^3} \times m = 0,091 m.$$

Nachdem die Stäbe so vorbereitet waren, wurden dieselben in der Ordnung m_I , m_{II} und m_{III} in entgegengesetztem Sinne, wie Fig. 7 Taf. III es veranschaulicht, aneinandergerstoßen. Nach Verlauf einiger Zeit — 5 bis 10 Minuten etwa — wurden dieselben nun, wie Fig. 8 Taf. III es zeigt, mit Vorsicht durch gleichzeitiges Abziehen wieder getrennt.

Die beiden Ersatzmagnete wurden nun zunächst gemessen. Es zeigte sich, daß sie an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus nichts verloren hatten, ihre magnetische Action also constant blieb. Doch muß auch hier

bemerkt werden, daß mir auch ein Fall vorkam, als die beiden Ersatzmagnete weniger stark, also dem magnetischen Sättigungspunkte ihrer magnetischen Erregung entfernter waren, eine sehr geringe Zunahme an magnetischer Action nachgewiesen werden konnte, welche jedoch kaum 1,5 Proc. der ursprünglichen Stärke betrug. Wenn auch diese Zunahme an magnetischer Action noch so gering, so konnte ich doch diese Thatsache nicht mit Stillschweigen übergehen.

Was den Magnetstab betrifft, welcher in der Mitte lag, so hatte derselbe an magnetischer Action gewonnen, denn in der größeren Entfernung 5,2 Centim. wurde schon die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückgebracht. Die Action m_2 , welche der Entfernung 5,2 Centim. zukäme, wäre nun:

$$m_2 = \frac{5,2^3}{10^3} \times m = 0,140m,$$

ein Gewinn von

$$0,140m - 0,091m = 0,049m$$

vorhanden, der einem Procentgehalt

$$X = \frac{100 \times 0,049}{0,091} = 53,8 \text{ Proc.}$$

entspricht.

Dieser Versuch zeigt, daß eine schwache gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus durch zwei gleiche stärkere, ihrem Sättigungspunkte nahe stehende und in entgegengesetztem Sinne anstossende gemeinschaftliche Quantitäten erregter Magnetismen gestärkt wird, ohne daß die gleichen magnetischen Actionen geschwächt oder gar gestärkt werden.

II. Zwei schwache und gleiche magnetische Actionen an den Enden, in der Mitte dagegen eine starke Action,

$$m_I = m_{III} < m_{II}.$$

In der Entfernung $r = 10$ Centim. lag abermals die Normallamelle und war wie die drei anderen Lamellen 84^{mm} lang, 13^{mm} breit und 2,5^{mm} dick. Die gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus der beiden schwachen „Ersatzmagnete“ vor dem Zusammenstoßen war:

$$m_I = m_{III} = \frac{5,1^3}{10^3} \times m = 0,132 m$$

dieselbe, für die in die Mitte bestimmte starke Lamelle:

$$m_{II} = \frac{9,9^3}{10^3} \times m = 0,970 m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle.

Die drei vorhandenen Actionen nun wurden in der Weise wie unter I. in entgegengesetztem Sinne zusammengestoßen und wieder getrennt. Nach der Trennung zeigte es sich, daß die beiden Ersatzmagnete an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus stärker waren, denn in der größeren Entfernung von 5,6 Centim. wurde die Nadel der Declinationsbussole Null wieder zugeführt. Die entsprechende gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus ist nun

$$m_1 = m_3 = \frac{5,6^3}{10^3} \times m = 0,175 m,$$

wenn $m_1 = m_3$ die gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen beider Ersatzlamellen nach dem Zusammenstoße bedeuten. Der Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität des erregten Magnetismus ist:

$$0,175 m - 0,132 m = 0,043 m,$$

und einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,043}{0,132} = 32 \text{ Proc.}$$

entspricht, wenn die ursprüngliche Quantität des erregten Magnetismus der Zahl Hundert gleich gesetzt wird.

Was die starke Action betraf, welche in der Mitte lag, so war keine Aenderung an magnetischer Action im vorliegenden Falle bemerkt worden. Doch ist auch hier zu bemerken, daß wenn die starke magnetische Action ihrem magnetischen Sättigungspunkte nicht nahe liegt, ich die Gelegenheit hatte, bei einem andern Versuche eine *sehr geringe* Schwächung an magnetischer Action zu beobachten.

Dieser Versuch zeigt:

dafs wenn an eine starke, ihrem magnetischen Sättigungspunkte nahe stehende gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus, zwei schwache und gleiche magnetische Actionen (Ersatzlamellen) in entgegengesetztem Sinne gleichzeitig aneinandergestossen und mit Vorsicht nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten wieder getrennt werden, dieselben durch die starke magnetische Action an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus gewinnen, ohne sich selbst zu schwächen.

B. Lamellen in Hufeisenform.

a. Ersatzmagnete.

Die Versuche wie sie unter A. angestellt worden, wurden auch mit Hufeisenlamellen, welche eine äufsere Weite von 70^{mm} und eine innere Weite von 38^{mm} hatten, ausgeführt, und zwar wie dort zuerst mit »Ersatzlamellen.« Die Normallamelle, deren gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus m , lag in der Entfernung $r = 20$ Centimeter auf der linken Seite der Declinationsbussole; die drei andern aber waren Ersatzmagnete, denn für sie war:

$$r_I = r_{II} = r_{III} = 23,8 \text{ Centimeter,}$$

folglich auch:

$$m_I = m_{II} = m_{III} = \frac{23,8^3}{20^3} \times m = 1,685 m,$$

eine gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus, ausgedrückt in der magnetischen Action der Normallamelle, welche jedoch jeder der Ersatzlamelle zukam.

Nachdem die Ersatzmagnete so hergerichtet waren, wurden sie in der Weise, wie es Fig. 9 Taf. III zeigt, gleichzeitig, bei einem guten Anschlufs, aneinandergestossen. Nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten etwa, wurden dieselben mit Vorsicht, wie es Fig. 10 deutlich veranschaulicht, auseinander geschoben und einer neuen Messung unterworfen.

Die Hufeisenlamelle Fig. 9, welche links lag, hatte an magnetischer Action weder gewonnen noch verloren; ihre ursprüngliche gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus war noch vorhanden gewesen. Die beiden andern Lamellen jedoch waren an magnetischer Action etwas stär-

ker geworden, denn sie mußten, die eine wie die andere, um nahezu 4^{mm} weiter von der Mitte der Nadel der Declinationsbussole entfernt werden, damit letztere durch die Normallamelle abgelenkt wie in die Stellung Null zurückkam. Nimmt man bestimmt 4 Millimeter an, so hat man die magnetische Action

$$\frac{(23,8 + 0,4)^2}{20^3} \times m = 1,771 m,$$

folglich war ein Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus von

$$1,771 m - 1,685 m = 0,086 m$$

vorhanden, der einem Procentgehalt von

$$X = \frac{100 \times 0,086}{1,685} = 5,1 \text{ Proc.}$$

entspricht, wenn die ursprüngliche magnetische Action der Zahl Hundert gleich gesetzt wird.

Diesen Fall stellte ich mit Absicht voran, ich hielt denselben für interessant, da er mich zu einem tiefer liegenden Grund führte, als wie die Fälle wo die magnetische Actionen nach dem Auseinanderschoben constant waren. Ich untersuchte nun die beiden stärker gewordenen Lamellen näher, mit Hilfe der magnetischen Sättigungsmethode, und fand, daß sie weniger nahe dem Punkte des Maximums der magnetischen Erregung standen, als es bei der andern Lamelle der Fall war. Man kann zu solchen Unterschieden in dem Abstände vom magnetischen Sättigungspunkte mitunter genöthigt werden, wenn man in Betracht zieht, daß es wohl sehr schwierig ist, drei Lamellen von durchaus gleichem Materiale hinsichtlich der Härte darzustellen. Wenn auch die Stahlorte gleich, so können doch durch kleine Verschiedenheiten in der Bearbeitung der Lamellen ihre Härten sich etwas verändern und ungleich herausstellen. Ueberhaupt wird abermals bemerkt, daß die Darstellung der Ersatzlamellen eine Arbeit ist, welche nur mit großer Ausdauer zu Stande gebracht werden kann.

Ich sehe mich zu folgendem Schlusse berechtigt, in Betracht der anderen mir vorgekommenen Fälle:

Werden Ersatzlamellen in Hufeisenform, welche ihrem

magnetischen Sättigungspunkte ziemlich nahe stehen, in entgegengesetztem Sinne aneinander gestossen und nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten mit Vorsicht wieder auseinander geschoben, so bleiben die magnetischen Actionen unverändert; im andern Falle dagegen, wenn die Ersatzlamellen in Hufeisenform ihrem magnetischen Sättigungspunkte entfernter stehen, kann mitunter ein Gewinn an magnetischer Action von einigen Procenten stattfinden.

b) Hufeisenmagnete ungleicher Stärke.

I. Zwei starke und Ersatzlamellen am Ende, in der Mitte aber eine schwache Hufeisenlamelle, so dass $m_I = m_{III} > m_{II}$ ist.

Zwanzig Centimeter von der Bussole entfernt, bei einer gemeinschaftlichen Quantität erregten Magnetismus m , lag die Normallamelle, welche ebenso wie die drei andern, welche für den Versuch bestimmt waren, eine äussere Weite von 70^{mm} und eine innere Weite von 35^{mm} hatte. Den beiden Ersatzlamellen in Hufeisenform, welche für die Enden bestimmt waren, entsprach wieder eine gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus von

$$m_I = m_{III} = \frac{23,6^1}{20^1} \times m = 1,642 \times m;$$

die gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus der für die Mitte bestimmten Lamelle dagegen war

$$m_{II} = \frac{15,3^3}{20^3} \times m = 0,417 m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus m der Normallamelle. Die so vorhandenen Lamellen wurden nun, wie Fig. 9 Taf. III zeigt, aneinander gestossen, alsdann mit Einhaltung erwähnter Vorsichtsmaassregeln nach Fig. 10 wieder auseinander geschoben, und abermals einer neuen Messung unterworfen. Die beiden Ersatzmagnete zunächst, welche zwar nicht vollständig gesättigt, doch von ihrem magnetischen Sättigungspunkte auch nicht weit entfernt waren, hatten keine Aenderungen in den gemeinschaftlichen Quantitäten ihrer erregten Magnetismen erfahren, weder ein Verlust noch einen Gewinn an magne-

tischer Action hatte stattgefunden. Doch anders bei der Lamelle, welche in der Mitte lag. Ihre gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus nach dem Auseinanderschieben war nun:

$$m_2 = \frac{16,1^3}{20^3} \times m = 0,521 \times m,$$

sonach hatte ein Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus stattgefunden, dessen Betrag

$$0,521 m - 0,447 m = 0,074 m$$

ist, und einem Procentgehalt

$$X = \frac{100 \times 0,074}{0,447} = 16 \text{ Proc.}$$

entspricht. Dieser Versuch lehrt:

Werden zwei starke und gleiche magnetische Actionen in Hufeisenform (Ersatzmagnete) in entgegengesetztem Sinne an eine schwache magnetische Action geschoben, und nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten wieder mit Vorsicht auseinander geschoben, so erleiden die ihrem magnetischen Sättigungspunkte ziemlich nahe stehende Ersatzmagnete keine Aenderungen in ihren gemeinschaftlichen Quantitäten erregter Magnetismen, dagegen die in der Mitte liegende magnetische und schwächere Action wird gestärkt und hier in diesem Falle um 16 Proc. ihrer ursprünglichen vorhandenen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

II. Zwei schwache und gleiche Lamellen (Ersatzlamellen) am Ende, in der Mitte aber eine starke Lamelle, folglich $m_I = m_{III} < m_{II}$.

Die Lamellen hatten die Dimensionen wie unter I, auch lag die Normallamelle wieder in der Entfernung 20^{cm} von der Bussole entfernt, bei einer gemeinschaftlichen Quantität erregten Magnetismus von m . Die Stärke der beiden schwachen Ersatzlamellen war:

$$m_I = m_{III} = \frac{15^3}{20^3} \times m = 0,421 \times m$$

die der starken Lamellen dagegen

$$m_{II} = \frac{25,7^3}{20^3} \times m = 2,121 \times m,$$

ausgedrückt in der gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus der Normallamelle. Die Figuren veranschaulichen wieder das An- und Auseinanderschieben, eine Verfahrungsweise, welche streng einzuhalten ist.

Nach der Trennung zeigte es sich, daß die starke in der Mitte gelegene Lamelle keine Aenderung ihrer gemeinschaftlichen Quantität erfahren hatte, doch waren die beiden schwachen an den Enden gelegene Lamellen durch erstere gestärkt worden. Ihre Stärke war:

$$m_2 = \frac{15,6^1}{20^1} \times m = 0,474 \times m,$$

sonach der Gewinn an gemeinschaftlicher Quantität erregten Magnetismus:

$$0,474 m - 0,421 m = 0,053 \times m,$$

der einem Procentgehalt

$$X = \frac{100 \times 0,053}{0,421} = 12,5 \text{ Proc.}$$

entsprechend ist, wenn die ursprüngliche vorhandene gemeinschaftliche Quantität der betreffenden Lamelle, der Zahl 100 gleich gesetzt wird.

Aus diesem Versuche, der öfter wie alle andere Versuche wiederholt wurde, geht mit Schärfe hervor:

Werden an eine starke gemeinschaftliche Quantität erregten Magnetismus zwei schwache und gleiche Quantitäten (Ersatzlamellen) in entgegengesetztem Sinne aneinander geschoben, und nach Verlauf von 5 bis 10 Minuten wieder mit der bekannten Vorsicht auseinander geschoben, so werden die beiden schwachen Ersatzlamellen durch dieselbe gestärkt, ohne sich selbst zu schwächen, unter der Voraussetzung jedoch, daß die starke Lamelle ihrem magnetischen Sättigungspunkte ziemlich nahe stand.

Der Gewinn in vorliegendem Falle war 12,8 Proc. der ursprünglich vorhandenen Quantitäten ihrer erregten Magnetismen.

Versuche ähnlicher Art, sowie Schlüsse, behalte ich mir hiermit vor, indem solche von meiner Seite angestellt und diesen Annalen übergeben werden.

Versuche und Resultate über magnetische Influenz.

a. Eingang.

Unter dem Einflusse eines Magnets, wie schon zur Genüge bekannt, wird weiches Eisen durch Influenz selbst zu einem vollständigen Magnet. Um diese Eigenschaft zu beweisen, heisst es in den verschiedenen Lehrbüchern der Physik, hänge man Cylinder von weichem Eisen an einen Magnet: nähert man dem unteren Ende des Cylinders wieder einen Cylinder von weichem Eisen, so hängt sich derselbe an den ersten Cylinder und bleibt so lange daran hängen, als der erstere Cylinder an dem Magneten hängt u. s. f.

Die Magnetisirung durch Influenz, wird weiter bemerkt, findet jedoch stets mit abnehmender Stärke statt, je weiter die Cylinderchen vom Magnetstabe entfernt sind. Diese Thatsachen allein genügten mir nicht, ich stellte mir deshalb die Aufgabe, die Gesetze der magnetischen Influenz einer weiteren und näheren Betrachtung zu unterziehen. Die Fragen, welche ich mir zur Beantwortung vorlegte, sind:

- I. Welchen Einfluss hat die Dicke der Kerne auf die vertheilende Wirkung des Magnetstabs, oder mit andern Worten: wie ist es mit der Intensität des erregten Magnetismus an den Enden der weichen runden Eisenkerne beschaffen, die eine verschiedene Dicke haben.
- II. Welche Abnahme findet in der Intensität des erregten Magnetismus an den Enden der weichen Eisenkerne statt, wenn nur die Längen verschieden sind, und der vertheilenden Kraft des Magnetstabes ausgesetzt werden.
- III. Wie groß ist die Intensität des erregten Magnetismus an den Enden der verschiedenen Eisenkerne, von gleicher Länge, gleicher Dicke und gleichem Materiale, welche successive aneinander gestossen, der vertheilenden Kraft eines langen Magnetstabes ausgesetzt werden, und welches Gesetz befolgen die Abnahmen der Intensitäten der magnetischen Erregungen.

- IV. Finden Verschiedenheiten statt, wenn prismatische statt runde Eisenkerne der vertheilenden Wirkung des Magnetstabes ausgesetzt werden.
- V. Ist die Magnetisirung durch Influenz proportional der Stärke des Magnetstabes, der die Vertheilung bewirkte.
- VI. Welche Erscheinungen treten auf, wenn die Kerne andere Lagen gegen den Magnetstab erhalten.
- VII. Welchen Einfluß haben die verschiedenen Eisensorten auf die vertheilende Wirkung des Magnetstabes.

Die Versuche sind zum großen Theile beendet, und bin soeben mit der weiteren Bearbeitung des Materials beschäftigt.

b. Die magnetische Bank.

Um die verschiedenen magnetischen Versuche bequem und genau ausführen zu können, kann die von mir construirte »magnetische Bank« mit Vortheil benutzt werden. Mit diesem Apparate lassen sich nicht allein alle Schwingungsversuche, sondern auch die Weber'schen Versuche über die Abnahme der Erregung eines Magneten auf die Ferne hin, die Versuche der magnetischen Influenz als auch die Versuche der magnetischen Compensationsmethode (Nullmethode) mit Pünktlichkeit ausführen. Es wird dieselbe unter Umständen in Folge für die Lehre des Magnetismus gerade so nothwendig seyn, wie die Elektrisirmaschine für die Lehre der Elektricität, die Luftpumpe für die Lehre der elastisch flüssigen Körper und die Fallmaschine für den freien Fall der Körper es sind. Die Bestandtheile »der magnetischen Bank« sind:

- 1) Die Bank selbst,
- 2) zwei lange prismatische Magnetstäbe; Länge = 1,179 Meter; Breite = 9^{mm} und Dicke = 5^{mm},
- 3) 6 Stück Magnetstäbe von mittlerer Größe; Länge = 0,3 Meter, Breite = 12^{mm} und Dicke = 5^{mm},
- 4) 6 Stück kleinere Magnetstäbe; Länge = 58^{mm}, Breite = 17^{mm} und Dicke 3^{mm}, nebst einigen Hufeisenlamellen von circa 50^{mm} innerer Weite,

- 5) eine Declinationsbussole; Nadellänge = 40^{mm} und Breite = 2^{mm} ,
- 6) 2 Stück rautenförmige Magnetnadeln, die an Coconfäden aufgehängt werden können, Länge = 22^{mm} und Breite = 2^{mm} ,
- 7) verschiedene runde weiche Eisenkerne von gleicher Länge, Dicke und gleichem Materiale, Länge = 41^{mm} , Dicke = 12^{mm} ,
- 8) 4 Kerne von verschiedenen Längen, gleicher Dicke und gleichem Materiale, die Längen sind: 41, 82, 123 und 161^{mm} , die Dicken 10^{mm} ,
- 9) 8 Stück Kerne von verschiedener Dicke, gleicher Länge und gleichem Materiale,
- 10) eine Tertienuhr.

Von diesen Gegenständen ist es nur nöthig, daß die Uhr und »die magnetische Bank« etwas näher beschrieben werden.

Was zunächst die Uhr anlangt, so ist dieselbe eine gut gearbeitete Tertienuhr mit Centrifugalpendedel, bei welcher die Zeiger beim gewöhnlichen Gange derselben in Ruhe verbleiben, und nur so lange in Bewegung sind, als man einen Knopf herabdrückt. Die Zeitdauer für das Herabdrücken besagten Knopfes wird durch den Experimentator bewerkstelligt, und so der Gang der Tertienuhr mit den vorzunehmenden Versuchen in Einklang gebracht.

Die magnetische Bank, so der Name derselben, an der man die magnetischen Versuche ausführt, ist zunächst ein Tisch Fig. 11 Taf. III. aus sehr trockenem Holze solid angefertigt, von 100^{cm} Länge, 50^{cm} Breite und 120^{cm} Höhe. Der Tisch trägt in der Mitte eine Säule von Messing an der die Nadel hängt, die durch eine passende Vorrichtung, welche aus Fig. 12 Taf. III ersichtlich, auf und nieder sowie rechts und links bewegt werden kann, um immer über der Mitte der magnetischen Bank zu hängen. Die Bank selbst ist in der Richtung der Breite, wie Fig. 13 Taf. III zeigt, in gleiche Theile getheilt, welche einen Centimeter Abstand von einander haben. Damit Luftströmungen keinen störenden Ein-

flufs auf den Schwingungszustand der Nadel äufsern, so läfst man ihre Schwingungen in einem Glase erfolgen.

Soll nun Coulomb's Versuch oder die magnetische Compensationsmethode (Nullmethode) für lange Stäbe ausgeführt werden, so läfst sich ein Streifen des Tisches in der Richtung der Länge herausziehen, und Holzstücke Fig. 14 Taf. III 6^{cm} breit, an denen die Magnete sich befestigen lassen, können eingeschoben werden, entweder nur auf einer Seite oder auf beiden Seiten, je nach der Natur der Versuche, welche zur Ausführung kommen sollen.

Handelt es sich darum, dafs die »Influenzversuche« angestellt werden sollen, so läfst sich ein 6^{cm} langer Streifen Fig. 15 Taf. III in der Mitte für die runden weichen Eisenkerne mit einer nicht sehr tiefen und schmalen Rinne versehen, 1^{cm} breit und 1,5^{mm} tief, an deren Ende der Magnetstab befestigt werden kann, einschieben. Durch weiteres Einschieben kann der Magnetstab der Magnetenadel näher gebracht und durch Ausziehen wieder entfernt werden.

Um nun die magnetische Compensationsmethode (Nullmethode) für kurze Magnetstäbe und Hufeisenlamellen von nicht zu grofsen Weiten anstellen zu können, so werden die Leisten Fig. 13 Taf. III vollkommen eingeschoben, die kleine Magnetenadel beseitigt, und dafür eine Declinationsbussole substituiert: weshalb auch Fig. 11 Taf. III die Posten von Messing, auf denen die Säule ruht, auseinander stehen müssen, damit die kurzen Magnetstäbe hindurchgehen. Auch lassen sich die Leisten Fig. 13 Taf. III in der Richtung der Breite herausziehen, wenn es durch die anzustellenden Versuche nothwendig gemacht wird. Kleinere Abstände als einen Centimeter werden durch einen kleineren Maafsstab, je nach Nothwendigkeit bestimmt.

IV. Die Stärkungen der magnetischen Actionen durch Anlegen von weichem Eisen, nachgewiesen mit Hilfe der magnetischen Compensationsmethode; von Dr. L. Külp.

A. Transversalstäbe.

a. Gesättigte magnetische Action.

Die Aufgabe, welche hier zur Lösung kommen soll, wäre folgende: Welche Aenderungen finden in den magnetischen Actionen statt, wenn eine Beschäftigung der verschiedenen magnetischen Erregungen durch weiches Eisen vorgenommen wurde, und wie werden dieselben mit Hilfe der Compensationsmethode numerisch bestimmt.

Die Normallamelle lag in der Entfernung 10^{cm} von der Bussole, während die für den Versuch bestimmte und magnetisch gesättigte Lamelle in der Entfernung von $13,2^{\text{cm}}$ die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückbrachte, sonach war eine gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus von

$$m_1 = \frac{13,2^1}{10^1} \times m = 2.299m$$

vorhanden, wenn m die gemeinschaftliche Quantität der Normallamelle darstellt.

Au die Lamelle wurden nun wie Fig. 1 Taf. III zeigt, weiche Eisenstücke angestofsen, die alsdann längere Zeit im Zusammenstoß mit der magnetisch gesättigten Lamelle blieben. Nach vorsichtigem Hinwegschieben, welches in der Richtung der Pfeile Fig. 1 erfolgte, wurde eine abermalige Messung vorgenommen. Das Resultat war, daß die ursprünglich gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus noch vorhanden war.

Schluss. Der magnetische Sättigungspunkt, welcher durch einen kräftigen Streichmagnet (Electromagnet) erhalten worden, kann durch die Beschäftigung von weichem Eisen, nicht weiter überschritten werden.

b) Mittlere magnetische Action.

Die hier in diesem Falle zur Anwendung kommende Lamelle lag in der Entfernung 9,6^{cm}, in welcher die Nadel wieder auf Null zurückging, sonach war die entsprechende vorhandene erregte magnetische Action m_1 vor der Beschäftigung mit weichem Eisen:

$$m_1 = \frac{9,6^3}{10^3} \times m = 0,884 m,$$

wenn die Normallamelle dieselbe wie zuvor war, in derselben Entfernung lag, und m ihre gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus bedeutet.

Nachdem die Anlegung von weichem Eisen an den beiden Enden nach Fig. 1 Taf. III stattgefunden, ergab die neue Messung einen Zuwachs an magnetischer Erregung, indem nun die Lamelle in die etwas gröfsere Entfernung 9,7^{cm} gelegt werden mußte, damit die vorher durch die Normallamelle abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückging. Die entsprechende magnetische Action war

$$m_1 = \frac{9,7^3}{10^3} \times m = 0,912 m,$$

demnach hatte ein Gewinn γ an magnetischer Erregung von

$$\gamma = m_1 - m_2 = 0,912 m - 0,884 m = 0,028 m$$

stattgefunden, der 3 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus gleichkommt.

Schlufs. Wird diesem zu Folge eine gesättigte — mittlere magnetische Action — beschäftigt durch Anlegung von weichem Eisen, so findet eine Aenderung in der magnetischen Action statt, und zwar in der Art, dafs eine geringe Stärkung, von einigen wenigen Procenten ihrer ursprünglichen magnetischen Erregung sich nachweisen läfst.

c) Schwache magnetische Action.

Die Normallamelle, deren magnetische Action m , blieb die nämliche und ihre Lage von der Bussole war auch dieselbe. Man mußte die schwache magnetische Action in die Entfernung 5,1^{cm} von der Mitte der Declinationsnadel legen, bis dieselbe in die Nullage zurückkam, sonach war die zugehörige magnetische Action vor der Beschäftigung mit weichem Eisen:

$$m_1 = \frac{5,1^3}{10^3} \times m = 0,132 m.$$

Nach erfolgter Beschäftigung Fig. 1 Taf. III durch weiches Eisen, ergab die neue Messung eine Stärkung der magnetischen Action, denn 5,3^{cm} war nur die Entfernung von der Nadel gewesen, in welcher die abgelenkte Nadel auf Null zurückging und nachstehende magnetische Action zur Folge hatte:

$$m_1 = \frac{5,3^3}{10^3} \times m = 0,148 m,$$

wenn m_1 die magnetische Action nach der Beschäftigung und m wieder diejenige der Normallamelle bedeuten.

Der Gewinn γ an magnetischer Quantität war:

$$\gamma = m_1 - m = 0,148 m - 0,132 m = 0,016 m,$$

oder 12 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Schlüsse. Aus dem Gehabten kann man schliessen:

1. Gesättigte magnetische Actionen werden durch die Beschäftigung mit weichem Eisen nicht geändert.

2. Nicht gesättigte magnetische Actionen aber werden durch die entsprechende Beschäftigung mit weichem Eisen geändert, und zwar findet jedesmal eine Stärkung der magnetischen Erregung statt.

3. Werden nach *b)* und *c)* im Allgemeinen magnetische Actionen, die ihrem Sättigungspunkte näher stehen, im Verhältniß der ursprünglichen Quantitäten, weniger gestärkt als solche magnetische Actionen, die entfernter stehen.

d) Zwei Stäbe in entgegengesetztem Sinne an einander gestossen und an den Enden mit weichem Eisen beschäftigt

1. Unbeschäftigt.

Die Entfernungen von der Bussole, in denen die magnetischen Längsstäbe vor dem Anstoß mit weichem Eisen lagen, waren:

$$5,3^{\text{cm}} \text{ und } 13^{\text{cm}},$$

sonach die entsprechenden magnetischen Actionen bei der gleichen Normallamelle — deren gemeinschaftliche Quantität m — und derselben Lage von der Bussole, war für:

$$\text{Lamelle } a: m_1 = \frac{5,3^3}{18^3} \times m = 0,148$$

und für

$$\text{Lamelle } b: m_2 = \frac{13,2^3}{10^3} \times m = 2,299 m.$$

Der^h Anstofs und die Trennung wurden nach Fig. 2 Taf. III vorgenommen. Nach der Trennung mußte aber die Lamelle *a* in die gröfsere Entfernung 6,2^{cm} gelegt werden, damit die Nadel der Lage Null zurückgeführt wurde; die stärkere magnetische Action dagegen erfuhr keine Aenderung. Die zugehörige magnetische Action m_1 nach der Trennung war:

$$m_1 = \frac{6,2^3}{10^3} \times m = 0,238 m.$$

Der Gewinn γ an magnetischer Action war:

$$\gamma = m_1 - m_2 = 0,238 m - 0,148 m = 0,090 m,$$

oder 60 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

2. Beschäftigt.

Die früheren magnetischen Actionen 0,148 *m* und 2,299 *m* wurden an denselben Lamellen wieder hergestellt, alsdann wurden beide nach Fig. 3 Taf. III aneinandergestofsen und die Enden durch weiches Eisen beschäftigt. Nach Verlauf einiger Zeit wurde diese Combination aufgehoben und eine neue Messung vorgenommen. Die magnetische Action der stärkeren Lamelle blieb ungeändert, die schwächere magnetische Erregung dagegen, welche jetzt in dem Abstände 6,3^{cm} lag, wurde gestärkt, ihre gemeinschaftliche Quantität des erregten Magnetismus war nun

$$m_1 = \frac{6,3^3}{10^3} \times m = 0,250 m.$$

Der Gewinn an magnetischer Erregung unter 1) war $\gamma = 0,090 m$ und derjenige unter 2) $\gamma_1 = m_1 - m_2 = 0,250 m - 0,148 m = 0,102 m$, sonach ein Mehrerwerb γ_a im zweiten Falle an magnetische Quantitäten:

$$\gamma_a = \gamma - \gamma_1 = 0,102 m - 0,090 m = 0,012 m,$$

oder 8 Proc. der ursprünglichen Stärke.

Schluss. Kommt eine starke magnetische Action und eine schwache magnetische Action in entgegengesetztem Sinne zum Anstoss, so ist der Zuwachs an magnetischer Action bei der Beschäftigung mit weichem Eisen gröfser als bei der Nichtbeschäftigung der gemeinschaftlichen Quantitäten der erregten Magnetismen. Sollen daher nach diesem magnetische Stäbe aufbewahrt werden, so wähle man das System wie es unter 2) angegeben wurde, indem dadurch die vorhandenen magnetischen Erregungen in steter Thätigkeit erhalten bleiben, und die schwächere magnetische Action zugleich am meisten gestärkt wird. Dafs die starke magnetische Action sich nicht änderte, war vorauszusehen, da dieselbe schon sehr stark bei der Auswahl war.

Die Transversalmagnete, welche zu diesen Versuchen gebraucht wurden, waren 85^{mm} lang, 17^{mm} breit und 6^{mm} dick, und aus einer und derselben Stahlsorte gearbeitet.

B. Hufeisenlamellen.

a. Gesättigte magnetische Action.

Die Hufeisenlamelle, welche durch weiches Eisen beschäftigt werden soll, lag in der Entfernung 17,5^{cm} von der Declinationsnadel entfernt. Nach der magnetischen Sättigungsmethode konnte durch den betreffenden Streichmagneten (Elektromagnet) keine gröfsere magnetische Erregung erzielt werden. Die vorhandene gemeinschaftliche Quantität m_1 des erregten Magnetismus war demnach

$$m_1 = \frac{17,3^3}{10^3} \times m = 5,359 m.$$

Die Normallamelle, welche hier gebraucht wurde, war sehr schwach magnetisch erregt gewesen, deshalb die grofse Stärke 5,359 m der gesättigten magnetischen Action.

Nachdem die Beschäftigung durch weiches Eisen in der Weise, wie Fig. 4 Taf. III es zeigt, stattgefunden und die einige Zeit andauerte, ergab die neue Messung keine Aenderung in der magnetischen Action. Die Lamelle blieb in derselben Weise magnetisch erregt, war also in dieser Hinsicht dieselbe geblieben.

Schluss. Auch hier bei Hufeisenlamellen kann der durch Streichen eines kräftigen Magnets (Elektromagnets) er-

reichte magnetische Sättigungspunkt nicht überschritten werden durch die weitere Beschäftigung mit weichem Eisen.

b. Mittlere magnetische Action.

Nach Fig. 4 Taf. III wurde eine magnetische Action m , von der Stärke

$$m = \frac{9}{10} \times m = 0,729 m,$$

durch weiches Eisen in Activität versetzt. Nach Verlauf einiger Zeit wurde das Eisen in der Richtung der Pfeile entfernt und eine neue Messung vorgenommen, welche eine geringe Stärkung der magnetischen Action ergab, denn die Lamelle lag in der etwas größeren Entfernung 9,1^{cm} von der Nadel der Bussole, folglich war nun die vorhandene magnetische Action:

$$m_1 = \frac{9,1}{10} \times m = 0,753 m.$$

Der Gewinn war:

$$\gamma = m_1 - m = 0,753 m - 0,729 m = 0,024 m,$$

oder 3,3 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Schluss. Eine nicht gesättigte — mittlere magnetische Action — wird demnach durch die Beschäftigung mit weichem Eisen etwas gestärkt. Wenn der Gewinn auch nicht bedeutend, und nur einige Procente der ursprünglichen magnetischen Stärke betrug, so konnte derselbe doch bestimmt durch diesen Versuch mit Hülfe der magnetischen Nullmethode nachgewiesen, demnach nicht in Frage gestellt werden.

c. Schwache magnetische Action.

Eine schwache magnetische Action m , bei der nämlichen Normallamelle und derselben Lage von der Bussole wurde gewählt, dieselbe hatte dem Abstände 6,2^{cm} entsprechend die magnetische Stärke

$$m = \frac{6,2}{10} \times m = 0,238 m.$$

Nachdem die Handlung der Beschäftigung durch weiches Eisen nach Fig. 4 Taf. III vorüber war, ergab die nachmalige Messung einen Zuwachs an magnetischer Action, d. h. die Lamelle war stärker magnetisch erregt worden. Die

Lamelle führte nun in der etwas größeren Entfernung 6,1^{cm} die Nadel wieder auf Null zurück, demnach die entsprechende magnetische Action m_1 nach der Beschäftigung

$$m_1 = \frac{6,4^7}{10^7} \times m = 0,262 m,$$

wenn m die magnetische Erregung der Normallamelle darstellt.

Der Gewinn γ an magnetischer Action war:

$$\gamma = m_1 - m_2 = 0,262 m - 0,238 m = 0,024 m,$$

oder 10 Proc. der ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Folgerung. — Wird demnach eine schwache magnetische Action in Hufeisenform durch Anlegung von weichem Eisen beschäftigt, so findet gleichfalls eine Aenderung in der magnetischen Erregung statt; sie wird gestärkt nur einige Procente ihrer ursprünglichen gemeinschaftlichen Quantität des erregten Magnetismus.

Schlüsse. Auch bei Hufeisenlamellen ist man demnach berechtigt zu behaupten:

1. Gesättigte magnetische Actionen werden durch Anlegung von weichem Eisen nicht verändert, sie bleiben dieselben.

2. Nicht gesättigte magnetische Actionen dagegen werden durch Anlegung von weichem Eisen geändert, und zwar findet jedesmal ein kleiner Zuwachs an magnetischer Action statt.

3. Magnetische Actionen nach *b*) und *c*), die ihrem Sättigungspunkte näher stehen, werden im Verhältniß der ursprünglichen Quantitäten weniger gestärkt, als solche magnetische Erregungen, die dem erwähnten Punkte enifernter stehen.

d. Zwei Magnetstäbe in entgegengesetztem Sinne aneinander gestossen und an den Enden mit weichem Eisen beschäftigt.

1. Unbeschäftigt.

Die zwei Hufeisenlamellen lagen vor dem Zusammenstoße in den Entfernungen

$$4,2^{\text{cm}} \text{ und } 12^{\text{cm}}$$

von der Nadel, und hatten sonach bei derselben Normal-
lamelle und der nämlichen Lage von der Bussole, die mag-
netischen Actionen m_I und m_{II} vor dem Zusammenstoß:

$$\text{Stab } a: m_I = \frac{4,2^3}{10^3} \times m = 0,074 m \text{ und}$$

$$\text{Stab } b: m_{II} = \frac{12^3}{10^3} \times m = 1,728 m,$$

wenn m die magnetische Action der Normallamelle darstellt.

Nach dem Zusammenstoß und der Trennung Fig. 5 Taf. III
mußte nun die Lamelle a in die größere Entfernung $5,1^{\text{cm}}$
gelegt werden, damit die vorher durch die Normallamelle
abgelenkte Nadel wieder auf Null zurückging, während die
stärkere magnetische Action in dem früheren Abstände lag,
demnach ungeändert geblieben war. Die nun vorhandene
magnetische Action m_1 der schwachen Lamelle war:

$$m_1 = \frac{5,1^3}{10^3} \times m = 0,132 m,$$

folglich der Gewinn γ an magnetischer Erregung:

$$\gamma = m_1 - m_I = 0,132 m - 0,074 m = 0,058 m$$

oder 78 Proc. der ursprünglichen Stärke. Die Stärkung in
diesem Falle war bedeutend.

2. Beschäftigt.

Die magnetischen Actionen $0,074 m$ und $1,728 m$ und
Hufeisenlamellen waren dieselben, denn die Lamellen lagen
wieder in den Entfernungen $4,2^{\text{cm}}$ und 12^{cm} . Beide wur-
den nun nach Fig. 6 Taf. III zusammengestoßen, sowie die
Enden durch weiches Eisen beschäftigt. Nachdem diese
Verbindungsweise einige Zeit andauerte, schritt man zur Auf-
lösung und Messung. Das Resultat war: die magnetische
Action der stärkeren Lamelle blieb, während die Action der
schwächeren Lamelle mehr als unter 1) gestärkt wurde.
Ihre Entfernung von der Bussole betrug nun $5,5^{\text{cm}}$, folglich
war die zugehörige magnetische Action:

$$m_1 = \frac{5,5^3}{10^3} \times m = 0,166 m.$$

Im ersten Fall unter 1) war der Gewinn $\gamma = 0,058 m$,
Poggendorff's Annal. Bd. CXXXV. 27

unter 2) dagegen $\gamma_i = 0,092m$, demnach ein Mehrgewinn γ_u im zweiten Falle an magnetischer Action von

$$\gamma_u = \gamma - \gamma_i = 0,092m - 0,058m = 0,034m.$$

Schluss. Wird an eine starke magnetische Action (Hufeisenlamelle) eine schwache magnetische Action in entgegengesetztem Sinne angestossen, so ist die Stärkung der schwachen magnetischen Action bei der Anlegung von weichem Eisen gröfser als im andern Falle. Will man daher Hufeisenlamellen aufbewahren, so ist es am besten, die Verbindungsweise unter 2) zu wählen, um die magnetische Erregung einer schwachen Lamelle zu stärken, und zugleich die magnetischen Erregungen in steter Thätigkeit zu erhalten. Die innere Weite der zur Anwendung gekommenen Hufeisenlamellen war 39^{mm} , die äufsere dagegen 70^{mm} .

Darmstadt im August 1868.

V. *Ueber die Bedeutung der Isolatoren in der Elektrizitätslehre;*
von Th. Schwedoff in St. Petersburg.

I. Abhandlung.

Erwärmung bei der Entladung eines Condensators.

Die Frage nach der Vertheilung der elektrischen Massen in einem Systeme leitender Körper ist mehrfach behandelt worden; es wurde aber dabei den Leitern die wesentliche Rolle zugeschrieben; in ihnen sollten sich die elektrischen Massen zerlegen und sich auf ihren Oberflächen sammeln; die Isolatoren dagegen sollten nur als Gefässe dienen, die der Elektrizität den Ausgang in den luftverdünnten oder leeren Raum wehren. Da aber die Erscheinung der Rückstände bei den starren Isolatoren mit Hülfe dieser Principien nicht erklärt werden konnte, so wurden dieselben modificirt und zwar in zweifacher Weise. Die Einen sehen

die Isolatoren als schlechte Gefäße an, welche die elektrischen Flüssigkeiten in ihr Inneres eindringen lassen. Andere dagegen schrieben das Phänomen der Rückstände den leitenden Körperchen zu, welche sich in der isolirenden Zwischenschicht eines Condensators befinden, und unter der Wirkung der äußeren Massen eine Polarität annehmen, die sich nach der Entladung des Condensators erst allmählig verliert. Die erste Ansicht wurde unter Anderen vom Hrn. v. Bezold vertreten. In einer kürzlich erschienenen Abhandlung¹⁾ über die isolirende Zwischenschicht hat Clausius das Ungütige dieser Ansicht dargethan, und die Folgerungen der zweiten Hypothese auf analytischem Wege auseinandergesetzt, so daß wir die von Clausius hergeleiteten Formeln als das letzte bis jetzt gesprochene Wort der Theorie ansehen müssen. Es ist daher interessant zu untersuchen, in wie weit diese Formeln den wirklichen Thatsachen entsprechen; es schien mir diese Frage noch um so interessanter, da schon frühere von Clausius abgeleitete Formeln mit den von Poggendorff experimentell gefundenen Sätzen in direktem Widerspruche zu stehen scheinen.²⁾

Ich will erst zeigen, welche Gröfsen zu bestimmen und welche Beziehungen zu verificiren sind.

Bedeutet G denjenigen Theil des Volumens der isolirenden Schicht eines Condensators, welcher von den leitenden Körperchen eingenommen ist, Q die Elektrizitätsmenge, welche auf einer Belegung des Condensators vor Entladung sich befand, R den Rückstand, d. h. die Elektrizitätsmenge, welche nach der Entladung auf derselben Belegung zurückblieb, so findet Clausius folgende Relation zwischen den genannten Gröfsen.³⁾

$$R = \frac{3G}{1+2G} Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (\alpha).$$

In ähnlicher Weise hat man für einen zweiten Conden-

1) Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie. 2. Abtheilung S. 140, Braunschweig 1867.

2) Pogg. Ann. Bd. CXXVI (1865) S. 307.

3) Ueber die isolirende Zwischenschicht, S. 154.

sator, dessen isolirende Schicht aus einem anderen Stoffe besteht.

$$r = \frac{3g}{1+2g} q \dots \dots \dots (\beta).$$

Bezeichnet s die Oberfläche der Belegungen und c die Dicke der isolirenden Schicht, welche Gröfsen für beide Condensatoren gleich genommen werden können, so haben wir für die bei der Entladung aufserhalb der Zwischenschichten entwickelten Wärmemengen A und δ folgende Ausdrücke ¹⁾

$$A = k \frac{c}{s} (1 - M)^2 Q^2 \dots \dots \dots (A)$$

$$\delta = k \frac{c}{s} (1 - m)^2 q^2 \dots \dots \dots (B)$$

wo k eine Constante und M, m respective die Brüche $\frac{3G}{1-2G}$, $\frac{3g}{1-2g}$ bezeichnen.

Aus den Gleichungen (α), (β) erhalten wir

$$M = \frac{R}{Q} \quad m = \frac{r}{q}$$

und hieraus

$$\frac{(1 - M)^2}{(1 - m)^2} = \frac{\left(1 - \frac{R}{Q}\right)^2}{\left(1 - \frac{r}{q}\right)^2}.$$

Aus (A) und (B) folgt

$$\frac{(1 - M)^2}{(1 - m)^2} = \frac{A}{\delta} \frac{q^2}{Q^2}$$

und aus den zwei letzten Gleichungen:

$$\frac{A}{\delta} = \left(\frac{1 - \frac{R}{Q}}{1 - \frac{r}{q}} \right)^2 \frac{Q^2}{q^2} \dots \dots \dots (1)$$

Diese Beziehung mufs zwischen den Gröfsen $\frac{R}{Q} \frac{r}{q} \frac{Q}{q} \frac{A}{\delta}$ bestehen, wenn die von Clausius gemachten Annahmen richtig sind. Dazu müssen wir noch die Gleichung (A) hinzufügen, welche zeigt, dafs die bei der Entladung aufserhalb des Isolators entwickelte Wärmemenge der Dicke der iso-

1) A. a. O. S. 160.

lirenden Schicht proportional ist, vorausgesetzt, daß diese Dicke gegen den Durchmesser der Belegung verschwindend ist. Um die angeführten Größen zu bestimmen, müssen wir also die vor und nach der Entladung auf den Belegungen vorhandenen Elektrizitätsmengen und die bei der Entladung außerhalb des Isolators entwickelte Erwärmung messen, welche letztere aus zwei Theilen besteht: aus der Erwärmung in dem die beiden Belegungen verbindenden Drahte und aus dem Theile, welcher im Funken erzeugt wird. Da aber alle Messungen mit unvermeidlichen Fehlern behaftet sind, und da man wohl eine Abweichung der Theorie von den experimentell gefundenen Beziehungen durch diese Fehler zu erklären versuchen könnte, so glaubte ich bei meinen Untersuchungen solche Methoden wählen zu müssen, welche für die gesuchten Größen eine Gränze bestimmen, die ungeachtet aller Fehler nicht überschritten werden kann.

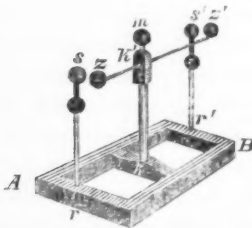
Ueber die Art der Einschaltung des elektrischen Luftthermometers in den Schließungsbogen.

Hr. Riefs hat bei seinen berühmten Untersuchungen über die bei der Entladung einer Batterie erzeugte Erwärmung die verschiedenen Theile des Schließungsbogen so zusammengestellt, ¹⁾ daß die während der Ladung der Batterie auf ihrer äußeren Belegung angehäuften Elektrizitätsmenge durch die mit dieser Belegung verbundene Maafsflasche gemessen wurde. Um die Entladung zu bewirken, wurde die Elektrizität der äußeren Belegung zur Erde, die innere Belegung mittels des in der Thermometerkugel ausgespannten Drahtes mit der Erde verbunden. Bei dieser Anordnung fließt durch den Thermometerdraht nicht dieselbe Menge Elektrizität, welche durch die Maafsflasche gemessen wird, sondern auch der Ueberschuß, welcher sich auf der inneren Belegung und auf dem Conductor der Elektrisirmaschine befindet, so daß die im Thermometer beobachteten Erwärmungen nicht den wirklichen durch den Draht fließenden

1) Pogg. Ann. 1837 Bd. XXXX, S. 339. Die Lehre von der Reibungselektricität, von Riefs Bd. I, §. 387.

Elektricitätsmengen entsprechen. Der hieraus entstehende Fehler ist schon von H. Riefs selbst bemerkt worden.¹⁾ Es hat sich auch erwiesen, was zu erwarten war, daß der Einfluß dieses Fehlers desto größer war, je kleiner die Oberfläche der Batterie. Bei Franklin'schen Tafeln, die ich zu meinen Versuchen benutzt habe, könnte also der Einfluß dieses Fehlers besonders groß seyn. Um nun diesen Fehler zu vermeiden und um durch den Thermometerdraht dieselbe Elektricitätsmenge strömen zu lassen, welche an der Maafsf flasche gemessen wird, isolire ich nach der Ladung der Batterie ihre äußere Belegung von der Maafsf flasche und verbinde sie mittelst des im Thermometer ausgespannten Drahtes mit der Erde. Wird jetzt die metallische Verbindung zwischen der inneren Belegung und der Erde hergestellt, so fließt die auf der äußeren Belegung vorhanden gewesene Elektricitätsmenge allein durch den Draht des Thermometers. Um die soeben beschriebene Manipulation rasch ausführen zu können, benutzte ich einen Apparat, den ich im Folgenden *elektrischen Commutator* nennen will. Auf einem horizontalen Rahmen *AB* (Fig. 1) sind drei Glasstäbchen lothrecht befestigt; auf den mittleren

Fig. 1.



Stab *kk'* ist ein Kautschukhütchen gesetzt, durch welches ein dicker Draht *zz'* geht. Fünf Messingkugeln *s's'zz'm* [1" im Durchmesser], sind auf die Enden dieses Drahtes, auf die Stäbchen *rr'* und auf das Hütchen *k'* gesetzt. Der Draht *zz'* kann mit den Hütchen und

der Messingkugel *m* in einer horizontalen Ebene um den Stab *kk'* als Axe gedreht werden; die Kugel *s* wird mit der äußeren Belegung einer Maafsf flasche, die Kugel *s'* mit einem Ansatzstücke des Thermometers, die Kugel *m* dagegen mit der äußeren Belegung der Batterie verbunden. — Vor dem Laden drehe ich das Hütchen mittelst eines [auf der Zeich-

1) Pogg. Ann. 1837 Bd. XXXX, S. 343.

nung nicht angegebenen] Hebels so, daß sich die Kugeln z und s berühren, während die Kugeln $s'z'$ von einander abstehen; vor dem Entladen bringe ich die Kugeln z' und s' in Berührung, wodurch die Berührung zwischen z und s aufgehoben wird. Dadurch kann ich die äußere Belegung der Batterie, welche durch die Kugel m mit dem Drahte zz' verbunden ist, abwechselnd mit der Maafsflasche und dem Thermometer verbinden.

Bestimmung des Verlustes der Ladung.

Gewöhnlich wird vorausgesetzt, daß die Ladung einer Batterie durch die Zahl der Funken einer Maafsflasche vollständig bestimmt wird. Es würde dieses jedoch nur dann richtig seyn, wenn die ganze auf die Belegungen der Batterie übergeführte Elektrizitätsmenge auf den Belegungen auch verbleibe. Es kann sich aber sehr wohl ein Theil der angehäuften, ungleichnamigen elektrischen Massen in die Luft verlieren, ein anderer Theil sich über den Rand der Flaschen verbinden, ein dritter Theil endlich in das Innere der Zwischenschicht eindringen. Wir sind nicht berechtigt unbedingt anzunehmen, daß die sogenannten Isolatoren Nichtleiter im strengen Sinne des Wortes sind. Glas wird zu den besten Isolatoren gezählt und doch giebt es Glassorten (von bläulicher Färbung), welche die Elektrizität so gut leiten, wie feuchtes Papier. Warum sollte nicht diese Eigenschaft der Leitung, wenn auch in geringerem Grade, auch anderen Glassorten zukommen? Um ein aus obengenannten Gründen, möglicher Weise stattfindenden Verlust der Ladung zu bestimmen, und zwar in denselben Einheiten, in welchen die Ladung selbst gemessen wird, verfare ich folgender Weise. Nachdem die innere Belegung der Batterie mit einer gewissen Menge positiver und die äußere mit negativer Elektrizität Q geladen ist, hebe ich die Verbindung zwischen der inneren Belegung und dem positiven Pol der Elektrisirmaschine auf, und stelle die Verbindung zwischen der inneren Belegung und dem negativen Pole der Elektrisirmaschine her. Die äußere Belegung bleibt immer mit der

Maafsflasche verbunden. Drehe ich die Elektrisirmaschine wieder, so entladet sich die Batterie langsam; die negative Elektricität fließt jetzt vom negativen Pol der Elektrisirmaschine auf die innere Belegung und neutralisirt die darauf von der Ladung zurückgebliebene Menge positiver Elektricität. Die negative der äußeren Belegung wird frei, und geht in die Maafsflasche über. Zähle ich jetzt die Funken derselben, bis die beiden Belegungen der Batterie sich vollständig entladen haben, und ist diese Zahl Q_1 , so kann ich überzeugt seyn, daß die von der ursprünglichen Ladung auf der äußeren Belegung der Batterie frei gebliebene Ladung zwischen Q und Q_1 liegt und daß der mögliche von allen Verlusten herrührende Fehler kleiner als $Q - Q_1$ ist.

Ich habe diese Methode an Batterien von verschiedener Größe geprüft, und es hat sich erwiesen, daß der Verlust der Ladung desto größer ist, je kleiner die Zahl der Flaschen, und je dicker das Glas derselben ist. Besonders groß kann der Verlust bei den Franklin'schen Tafeln seyn. Als Beispiel führe ich einen Versuch an, mit einem Condensator, dessen isolirende Zwischenschicht aus einer quadratischen Kautschukplatte (400^{mm} Seite, 2,85^{mm} Dicke) bestand und deren Stanniolbelegungen 286^{mm} im Durchmesser hatten. Die Platte lag horizontal auf vier Glasgefäßen, die obere Belegung wurde abwechselnd mit den Polen einer Elektrisirmaschine, die untere mit der Maafsflasche verbunden. Q bezeichnet die Zahl der Funken der Maafsflasche bei der Ladung, Q_1 bei der Entladung.

Q	4	5	6	7	8	9	10	11	12	20
Q_1	3	4	5	6	6	6	7	6	6	7.

Aus diesen Zahlen sieht man, daß es unrichtig wäre Q , d. h. die Zahl der Funken der Maafsflasche beim Laden als Maafs der auf dem Condensator angehäuften Elektricität anzusehen. Die disponible Ladung wächst viel langsamer als Q und erreicht bald eine Gränze, die nicht überschritten werden kann, wie lange auch die Elektrisirmaschine gedreht wird.

Um diese Methode zu prüfen, habe ich in einer zweiten

Reihe von Versuchen die Erwärmung beobachtet, welche bei der Entladung des oben angeführten Kautschukcondensators im Thermometerdrahte erzeugt wird. In der folgenden Tabelle bezeichnet A die Stellung der Flüssigkeit in der Thermometerröhre, Q hat die frühere Bedeutung.

Q	4	5	6	7	8	9	10	11
A	2,3	2,7	4,4	4,9	6,3	7,3	7,4	7,2

Man sieht, daß die Erwärmung nur bei schwachen Ladungen wächst, später aber ein Maximum erreicht, daß sie nicht überschreitet. Dieses rührt daher, daß bei stärkeren Ladungen der Verlust an Elektrizitätsmenge gleich wird der von der Elektrisirmaschine zugeführten Menge. Um den größten möglichen Werth des Verlustes zu bestimmen, kann man die von mir soeben beschriebene Methode der langsamen Entladung anwenden. Ist z. B. Q die Zahl der Funken der Maafsflasche bei dem Laden und Q_1 die bei langsamer Entladung, so kann die durch den Schließungsbogen fließende Menge nur zwischen Q und Q_1 liegen und alle Verluste können nicht die Gröfse $Q - Q_1$ überschreiten.

Rückstände. Dasselbe gilt mit größerem Rechte für Rückstände. Haben wir auf die Belegung die Menge Q übergeführt und Q_1 ihr wieder entzogen, so kann die auf den Belegungen zurückgebliebene Menge nur kleiner als $Q - Q_1$ seyn, muß also zwischen Q und $Q - Q_1$ liegen.

Prüfung des elektrischen Thermometers. Die bei der Entladung einer Batterie erzeugte Wärmemenge wird gewöhnlich der Verschiebung der Flüssigkeit in der Thermometerröhre proportional gesetzt, was in gewissen Gränzen richtig seyn mag; suchen wir aber nach einem Grunde, diese Proportionalität ganz allgemein anzunehmen, so haben wir nur den theoretischen Beweis dieses Satzes, welcher von Hr. Riess vor 30 Jahren gegeben wurde, wobei jedoch die Reibung der Flüssigkeit gegen die Röhrenwände nicht mit in Betracht gezogen worden.

Um zu untersuchen, in wie weit der daraus entstehende Fehler zu vernachlässigen sey, habe ich das Thermometer einer Prüfung unterworfen, welche wesentlich im Folgenden

besteht. Zwei beliebig gewählte Flaschen, deren innere Belegungen mit den unbeweglichen Kugeln zweier Riefs'schen Entlader, die äusseren dagegen mit einem Ansatzstücke des Thermometers verbunden sind, werden erst einzeln, dann gleichzeitig entladen. Ist die Verschiebung der Flüssigkeit in der Thermometerröhre für die erste Flasche a , für die zweite b , für gleichzeitige Entladung der beiden Flaschen c und ist dabei $a + b = c$, so schliesse ich, dass die Angaben des Thermometers richtig sind. Eine detaillirte Beschreibung der von mir in diesem Sinne ausgeführten Messungen und der Apparate, welche zum raschen Laden und Entladen construirt wurden, würde zu weit führen; ich beschränke mich daher auf folgende Angaben der erhaltenen Resultate. Die Verschiebung in der Thermometerröhre ist überhaupt den Erwärmungen nicht proportional; aber die Beziehung zwischen ihnen nähert sich der Proportionalität um so mehr, je grösser die Verschiebung selbst ist und je langsamer die Bewegung der Flüssigkeit vor sich geht. Den Grund davon muss man in der anfänglichen Reibung suchen, die die Flüssigkeit zu überwinden hat, um aus der Ruhe in Bewegung zu kommen. Der Einfluss dieser Reibung auf die Thermometeranzeiger muss desto grösser seyn, je kleiner die Kraft ist, welche die Flüssigkeit bewegt, also je kleiner die Verschiebung ist.

Die folgenden Zahlen, welche die Mittel aus vier Messungen sind, können davon ein Beispiel geben.

Flasche	Stellung der Flüssigkeit		
1.	6,4		
2.	11,5		
3.	17,0		Differenz
1. u. 2. gleichzeitig	20	20	$-(6,4 + 11,5) = 2,1$
1. u. 3. " "	25	25	$-(6,4 + 17,0) = 1,6$
2. u. 3. " "	29,7	29,7	$-(11,5 + 17,0) = 1,2$

Der Draht im Thermometer hatte 170^{mm} Länge und 0,08^{mm} Dicke. Aus den Zahlen dieser Tafel folgt, dass die Differenzen zwischen der Stellung bei gleichzeitiger Entladung zweier Flaschen und der Summen der Stellungen bei

einzelnen Entladungen derselben Flasche desto kleiner werden, je größer die Verschiebungen selbst sind.

Um diese Methode einer eingehenderen Controle zu unterwerfen, habe ich eine Batterie mit verschiedenen Mengen Elektrizität geladen und die Stellungen des Thermometers bei der Entladung beobachtet. Ich erhielt aus vier Messungen:

Elektricitätsmenge	10	20	30	40
Verschiebungen	4	30	66	124

Man sieht, daß die Verschiebungen den Quadraten der Elektricitätsmengen erst dann proportional werden, wenn die Verschiebungen groß sind. Bei der Menge 10 ist die Verschiebung 4, während sie doch 7 seyn müßte, wenn das Gesetz der Proportionalität streng wäre. Bei Einschaltung von Drähten verschiedener Dicke und Länge in das Thermometer fand ich, daß die Länge des Drahtes keinen Einfluß auf die Abweichungen der Thermometerangaben von der Proportionalität ausübt, wohl aber die Dicke des Drahtes. Je größer nämlich der Durchmesser desselben ist, desto näher stimmt der Gang des Thermometers mit dem Gesetz der Proportionalität, so daß bei 0^{mm},2 dicken Platindrähten die Verschiebungen sehr nahe den Erwärmungen proportional sind. Es erklärt sich dies aus dem Umstande, daß dicke Drähte ihre Wärme der umgebenden Luft nur langsam abgeben, die Bewegung der Flüssigkeit also verhältnismäßig langsam vor sich geht, in Folge dessen die Reibung auch unbedeutend wird.

Die folgende Tafel stellt den Gang eines Thermometers dar, dessen Draht 150^{mm} Länge bei 0^{mm},2 Dicke hatte. Hierbei bedeutet:

A_1 Verschiebung bei der Entladung der ersten Flasche

A_2 dieselbe für die zweite Flasche

$A_{1,2}$ dieselbe bei gleichzeitiger Entladung beider Flaschen.

Die Entladung wurde bei verschiedenen Ladungen wie derholt und jede horizontale Reihe entspricht einer Ladung.

A_1	A_2	$A_{1,2}$	Differenz
0,87	1,17	2,1	0,16
1,3	2,5	3,9	0,1
2,6	3,9	7,0	0,5
3,9	5,9	10,2	0,4
5,0	8,0	12,1	— 0,9
6,2	10,2	17,0	0,6
7,4	14,5	21,5	— 0,4.

Die Zahlen dieser Tabelle zeigen, daß die Differenzen $A_{1,2} - (A_1 + A_2)$ kleiner als 1 sind, d. h. daß der mögliche Fehler bei der Bestimmung der Erwärmung mit Hülfe des oben erwähnten Thermometers nicht mehr als einen Scalentheil desselben betragen kann.

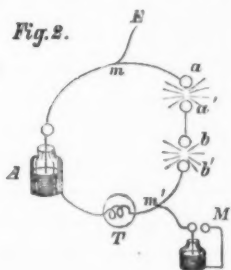
Messung der zur Erzeugung eines Funkens nöthigen Wirkung.

Daß ein Schließungsfunke auf die Erwärmung im Schließungsdrahte einen Einfluß übt, ist wohl bekannt; man hat auch verschiedene Methoden vorgeschlagen, um die Erwärmung in Funken selbst zu bestimmen. Die umfangreichsten Untersuchungen hierüber sind von Hrn. Poggendorff und Hrn. Paalzow ausgeführt. Die Methoden auf welchen diese Messungen beruhen, können zwar zur Bestimmung der relativen Erwärmung dienen, welche durch einen Funken erzeugt werden; für die Theorie aber ist es wichtig, die absoluten Wärmemengen zu bestimmen, welche bei der Erzeugung eines Funkens in dem Schließungskreise verloren geht und sie in denselben Einheiten auszudrücken, in welchen die Erwärmung des metallischen Theiles der Schließungskette bestimmt wird. Es ist verständlich, daß wir diese Größe nicht dadurch bestimmen können, daß wir irgend ein beliebiges Thermometer in den Funken einschalten, oder in dessen Nähe bringen, oder aber den Funken in der Kugel eines Luftthermometers überspringen lassen; in allen diesen Fällen wird vom Thermometer nur ein Theil der Wärme aufgefangen und der andere verliert sich in dem umgebenden Mittel. Außerdem werden bei einem Funken Schall, Licht und andere mechanische Wirkungen hervorgebracht,

welche durch ein Thermometer nicht gemessen werden, welche aber bei ihrer Entstehung eine gewisse Wärmemenge verbrauchen.

Aus diesen Gründen glaubte ich zur Bestimmung der gesuchten Gröfse einen anderen Weg einschlagen zu müssen, der im Wesentlichen auf folgendem Princip beruht. Die Summe aller bei Entladung eines Condensators erzeugten Wirkungen kann nur von der Stärke der Ladung, von der Gröfse, der Form und dem Stoffe des Condensators, nicht aber von der Schließungskette abhängen. Bleibt daher bei demselben Condensator die Ladung constant, so wird auch die Summe aller in den Gesamttheilen der Kette (den Funken mit einbegriffen) erzeugten Wirkungen constant.

Fig. 2 stellt schematisch die von mir gewählte Anordnung der verschiedenen Theile des Schließungskreises dar. *A* ist eine aus drei Flaschen bestehende isolirt gestellte



Batterie, *T* das elektrische Luftthermometer, *a, a', b, b'* vier gleich große auf Glasfüßen ruhende Messingkugeln; zwischen *a* und *a'* wie auch zwischen *b* und *b'* springt der Funke über. *Ama, a'b, b'm'* sind dicke zur Schließung dienende Kupferdrähte, *mE* und *m'M* sind zwei Drähte, welche zur Verbindung der Schließungs-

kette mit einem Pol der Elektrisirmaschine *E* und mit der inneren Belegung der Maassflasche dienen. Der andere Pol und die äußere Belegung sind zur Erde abgeleitet. Bei der Drehung der Elektrisirmaschine häuft sich z. B. positive Elektricität auf der inneren Belegung der Batterie und auf der Kugel *a* an und treibt dabei die positive Elektricität von der äußeren Belegung in die Maassflasche. Bei einer gewissen Spannung werden die Luftschichten *aa', bb'* durchbrochen und die negative Elektricität der äußeren Belegung verbindet sich durch den im Thermometer ausgespannten Draht mit der positiven der inneren Belegung. Der Ueber-

schufs des letzten geht nicht durch den Thermometerdraht, bleibt hingegen auf der inneren Belegung oder geht in die Maafsflasche über. Sind die Funkenstrecken groß, so bleibt auf den Belegungen ein Rückstand, welcher auf die oben erwähnte Weise gemessen werden kann. Bei den Versuchen habe ich solche Abstände gewählt, bei denen die Rückstände kleiner als $\frac{1}{17}$ der ganzen Ladung sind. Die Messingkugeln a und a' , b und b' können in verschiedene Abstände ¹⁾ von einander gebracht werden, welche mittelst zweier in Millimeter getheilten Scaln gemessen werden können. In folgender Tafel sind die Mittelzahlen der hierbei im Thermometer beobachteten Verschiebungen A und die ihnen entsprechenden Abstände der Kugeln angeführt, wobei y den Abstand der Kugeln aa' von einander, x den der Kugeln bb' bedeutet. ²⁾

x	y	A	
0 ^{mm} ,0	5 ^{mm} ,0	11,6	} (α)
1 ,0	4 ,0	10,1	
2 ,1	4 ,0	10,0	
3 ,1	4 ,0	9,5	
4 ,0	4 ,0	8,4	
0 ,0	6 ,0	11,5	

Man sieht hieraus, dafs die Erwärmung im Luftthermometer mit wachsender Funkenlänge abnimmt. Bezeichnen wir mit W die zur Erzeugung eines Funkens verbrauchte Wärmemenge und mit x die Länge des Funkens, so ist $W = F(x)$. Die Form dieser Funktion läfst sich aus dem oben angedeuteten Princip bestimmen. Nach ihm mufs die Summe der in unserer Kette erzeugten Wirkungen con-

- 1) Da den verschiedenen Funkenstrecken auch verschiedene Ladungen entsprechen können, so mufs man, wenn man die Wirkungen bei derselben Ladung vergleichen will, nur jene Entladungen in Betracht ziehen, welche bei derselben Zahl der Funken der Maafsflasche zu Stande kommen.
- 2) Es wurden 58 Entladungen ausgeführt, unter welchen 22 bei derselben Ladung hervorgetreten sind. Die in der Tabelle angeführten Zahlen sind Mittelzahlen aus 22 Beobachtungen.

stant bleiben. Bezeichnen wir diese Constante mit c , so haben wir:

$$F(x) + F(y) + A = \text{Const.}$$

Führen wir in diese Formel statt x, y, A , die aus den Versuchen bestimmten Zahlen Tabelle (a) ein, so erhalten wir folgende Gleichungen:

$$\left. \begin{array}{l} 11,6 + F(0) + F(5) = c \\ 10,1 + F(1) + F(4) = c \\ 10,0 + F(2,1) + F(4) = c \\ 9,5 + F(3,1) + F(4) = c \\ 8,4 + F(4) + F(4) = c \\ 11,5 + F(0) + F(6) = c \end{array} \right\} (\beta)$$

Ziehen wir von der ersteren dieser Gleichungen alle folgenden ab, so erhalten wir:

$$\left. \begin{array}{l} 1,5 + F(0) - F(1) + F(5) - F(4) = 0 \\ 1,6 + F(0) - F(2,1) + F(5) - F(4) = 0 \\ 2,1 + F(0) - F(3,1) + F(5) - F(4) = 0 \\ 3,2 + F(0) - 2F(4) + F(5) = 0 \\ 0,1 + F(5) - F(6) = 0 \end{array} \right\} (\gamma)$$

Man kann diesen Gleichungen genügen, wenn man für die F eine parabolische Function nimmt mit einem unbestimmten Parameter, so daß $F(x) = ax^2$. Setzt man diese Function in die Gleichungen (γ) so wird

$$\begin{array}{l} 1,5 - 0,7 \cdot 6,4 \cdot a = 0 \\ 1,6 - 1,2 \cdot 1,3 \cdot a = 0 \\ 2,1 - 0,5 \cdot 2,5 \cdot a = 0 \\ 3,2 - 1,7 \cdot 6,4 \cdot a = 0 \\ 0,1 - 0,2 \cdot 1,3 \cdot a = 0. \end{array}$$

Aus diesen Gleichungen erhält man dann, nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$a = 1,8$$

und schliesslich

$$F(x) = 1,8 x^2.$$

Dies ist die Formel, welche die Wärmemenge bestimmt, die bei Erzeugung eines Funkens von x^{mm} Länge für den metallischen Schließungsbogen verloren geht, wobei $a = 1,8$ diejenige Wärmemenge bezeichnet, welche zur Erzeugung

eines 1^{mm} langen Funkens nöthig ist und wobei als Wärmeeinheit diejenige Wärmemenge genommen ist, welche im Schließungsdrahte eine solche Erhöhung der Temperatur erzeugt, daß die Flüssigkeit in der Thermometerröhre um einen Scalentheil verrückt wird.

Ich will nun beweisen, daß das von mir erwähnte Princip der Constanz der Wirkung W in den Gesamttheilen der Schließungskette richtig ist. Setzen wir in der Formel

$$1,8x^{\frac{1}{2}} + 1,8y^{\frac{1}{2}} + d = W$$

statt x, y, d die in der Tabelle (α) stehenden Zahlen, so wird:

$$W = 15,5$$

$$15,5$$

$$16,2$$

$$16,2$$

$$15,6$$

$$15,9$$

$$\text{Im Mittel } W = 15,9.$$

Berechnen wir nach der Formel $1,8x^{\frac{1}{2}}$ die Wärmemenge, welche zur Erzeugung eines 6^{mm} langen Funkens für den Schließungsdraht verloren geht, so erhalten wir 4,4, eine Gröfse, welche im Vergleich zu der Wärmemenge 15,8, welche in allen Theilen der Schließungskette erzeugt werden könnte, durchaus nicht unbedeutend ist. Es versteht sich, daß diese Zahlen nur für die Apparate gelten, welche von mir gebraucht wurden. Der Coëfficient a kann abhängen von der Gröfse und Gestalt der Elektroden sowohl, als auch vom Widerstande des Schließungsdrahtes. Bei meinen Versuchen waren die Elektroden 5^{mm} dicke Drähte mit halbkugelförmigen Enden. Wollte man diese Versuche wiederholen, so muß man erst die vortheilhafteste Länge des Schließungsdrahtes bestimmen, da bei zu kurzen Drähten die Verschiebungen im Thermometer unbedeutend sind und bei zu langen, die Funken zu klein werden, so daß ihr Einfluß durch unvermeidliche Fehler des Versuches ganz verdeckt werden könnte.

Einfluß der Dicke der isolirenden Zwischenschicht auf die Erwärmung in einer Schließungskette.

Will man diesen Einfluß bestimmen, so muß man zwei Condensatoren von verschiedener Dicke nehmen und dafür sorgen, daß alle andere Umstände des Versuches bei beiden Condensatoren identisch bleiben.

Erster Versuch. Zwei Glasscheiben, grünlicher Färbung mit ziemlich parallelen Wänden, wurden aus einem Kasten gewählt und aus ihnen Franklin'sche Tafeln mit kreisförmiger Stanniolbelegung von 250^{mm} im Durchmesser hergestellt. Jede Tafel wurde auf vier vertikale Glasfüße horizontal gelegt, ihre obere Belegung mit der unbeweglichen Kugel eines Riefs'schen Entladers und einem Pol der Elektrisirmaschine, ihre untere Belegung dagegen mit der mittleren Kugel des von mir oben beschriebenen elektrischen Commutators verbunden, so daß man die untere Belegung abwechselnd mit der Maafsfflasche und mit einem Ansatzstücke des Thermometers verbinden konnte. Der zweite Pol der Elektrisirmaschine, das andere Ansatzstück des Thermometers und die äußere Belegung der Maafsfflasche wurden mit der Erde verbunden.

Zunächst wollte ich untersuchen, ob die sich entladenden Elektrizitätsmengen bei beiden Tafeln gleich seyen. Dazu benutzte ich die beschriebene Methode der langsamen Entladung. In den folgenden Tabellen sind die Resultate der Versuche angeführt; hierbei bedeutet Q die beim Laden auf die Belegung übergeführten Elektrizitätsmengen, Q_1 die bei langsamer Entladung der Belegung entzogene Elektrizität, Δ Erwärmung im Thermometer bei momentaner Entladung.

Die Zahlen sind das Mittel aus vier Beobachtungen.

Dicke = 1 ^{mm} ,54.			Dicke = 1 ^{mm} ,37.		
Q	Q	Δ	Q	Q_1	Δ
10	9	8	10	9	7
12	11	10,5	12	11	9
14	12	11,5	14	13	10,5
16	13	12,0	16	14	11,5
18	13	12,5	18	14	12,5
20	13	12,0	20	15	13,5.

Man sieht, daß so lange die Gränzen der Verluste $Q - Q_1$ in beiden Tafeln gleich sind, die Erwärmung bei Benutzung der dickeren Platte größer ist. Bei starken Ladungen sind die Verluste für die dickere Platte bedeutend größer als für die dünnere, so daß die Entladungen nicht bei derselben Elektrizitätsmenge geschieht, daß hingegen für die dickere Platte diese Mengen und in Folge dessen auch die Erwärmungen, kleiner als bei der dünneren Tafel sind. Bei schwachen Ladungen also wird der Bedingung der Elektrizitätsmengen am besten genügt. Für $Q = 10$ ist das Verhältniß der Erwärmungen $\frac{8}{7} = 1,14$ und das Verhältniß der Dicke 1,12, so daß die Erwärmung des Schließungsdrahtes der Dicke proportional ist.

Um das Verhältniß für die von den Funken verbrauchte Wärme zu bestimmen, habe ich die Schlagweiten gemessen, für welche die Entladung in beiden Condensatoren bei $Q = 10$ stattfindet. Die Schlagweiten erwiesen sich 5^{mm},5 für die dickere und 4,0 für die dünnere Platte; daraus folgt das Verhältniß der von den Funken verbrauchten Wärmemengen $\frac{(5 \cdot 5)^{\frac{1}{2}}}{(4)^{\frac{1}{2}}} = 1,17$ was von den Zahlen 1,14 und 1,12 nur sehr wenig abweicht.

Zweiter Versuch. Zwei Franklin'sche Tafeln wurden aus demselben Stücke Glas gefertigt. Ihre Wände waren nicht parallel. Die mittlere Dicke der einen Tafel war größer, als die der anderen.

Es hat sich wieder ergeben, daß die Erwärmung für die dickere Tafel größer ist, so lange die Gränzen der Ladung für beide Tafeln gleich sind.

mittlere Dicke 1,32			mittlere Dicke 1,24		
Q	Q_1	A	Q	Q_1	A
6	5	5	6	5	5
7	6	7,5	7	6	6
8	6	8,5	8	6	8
9	6	8	9	6	9.

Dritter Versuch. Als Condensatoren dienten mir zwei 40^{cm} lange und breite Platten von Hartgummi mit Stan-

niolbelegungen von 286^{mm} im Durchmesser. Da die Platten bei ihrer Fabrikation gewalzt worden waren, sind ihre Flächen als nahezu parallel zu betrachten. Vier Versuchsreihen haben ein Mittel ergeben:

Dicke 2 ^{mm} ,85.			Dicke 1 ^{mm} ,55.		
Q	Q_1	A	Q	Q_1	A
4	3	2,3	4	3	1,3
5	4	2,7	5	4	2,3
6	5	4,4	6	5	3,1
7	6	4,9	7	6	4,4
8	6	6,3	8	7	5,4
9	6	7,3	9	8	8,5.

Für $Q=4$ ist das Verhältnifs der Erwärmungen $\frac{2,3}{1,3}=1,77$ und das Verhältnifs der Dicke 1,84. Der Unterschied dieser Zahlen erklärt sich dadurch, dafs die wirkliche sich entladende Elektrizitätsmenge auf der dickeren Platte etwas kleiner war als auf der dünneren, obgleich die Gränzen der möglichen Ladung für die beiden dieselben sind. Bei der Ladung $Q=4$ betrug die Schlagweite für die dickere Platte 6^{mm},4 und 2,3 für die dünnere. Das Verhältnifs der in den Funken für das Thermometer verlorenen Erwärmungen ist $\frac{(6,4)^{\frac{1}{2}}}{(2,3)^{\frac{1}{2}}}=1,67$. Aus diesen Versuchen glaube ich den Schlufs ziehen zu können, dafs die in einer Schliefsungskette erzeugte Erwärmung der Dicke der isolirenden Schicht proportional ist.

Dieser Satz ist mit der Formel (A) übereinstimmend. Wollte man aber daraus auf die allgemeine Richtigkeit der Annahmen schliessen, welche zur Ableitung dieser Formel dienten, so würde man wesentlich irren, wie es aus folgenden Versuchen deutlich wird.

Einfluss des Stoffes der isolirenden Schicht auf die Erwärmung. Zwei Franklin'sche Tafeln 40^{mm} lang und breit, mit Stanniolbelegung von 286^{mm} Durchmesser beklebt, wurden aus Glas und Hartgummi gefertigt. Die dicken waren so gleich als möglich gewählt und für jede Tafel

10 Dickenmessungen ausgeführt. Vier Versuchsreihen haben ein Mittel ergeben.

Hartgummi			Glas		
Dicke 1,55			Dicke 1,56		
Q	Q	A	Q	Q ₁	A
11	10	14,8	11	10	6,6
12	11	16,0	12	11	7,7
13	12	19,7	13	12	10,3.

Man sieht, daß die Erwärmung im Schließungsdrahte beim Hartgummi mehr als die Zweifache der des Glases ist. Dasselbe gilt auch für die Wärmeverluste in den Funken, da die Schlagweiten bei den Ladungen 11, 12, 13 betrugen

für Hartgummi	für Glas
6 ^{mm} ,8	2,0
8 ,7	2,4
9 ,2	3,0.

Nach der Theorie aber wird das Verhältniß der Erwärmungen durch die Formel bestimmt, welche im Anfange dieser Abhandlung angeführt ist.

$$\frac{A}{\delta} = \left(\frac{1 - \frac{R}{Q}}{1 - \frac{r}{q}} \right)^2 \left(\frac{Q}{q} \right)^3$$

Setzen wir in den zweiten Theil dieser Gleichung statt $\frac{R}{Q}$, $\frac{r}{q}$, $\frac{Q}{q}$ auch die für die Theorie vortheilhaftesten und nach dem Versuche möglichen Zahlen 0, $\frac{1}{10}$, $\frac{11}{9}$, so wird $\frac{A}{\delta}$ immer nur 1,5, was von dem durch den Versuch bestimmten Verhältniß zu viel abweicht.

Die beschriebenen Versuche zeigen klar, daß die Menge und die Dichtigkeit der an einem Condensator angehäuften Elektrizität zur Bestimmung der bei der Entladung statthabenden Erwärmung nicht genügt, sondern daß diese Erwärmung auch von der Dicke und dem Stoffe des Isolators abhängt, und zwar in der Weise, daß die letztere Abhängigkeit durch die Annahme nicht zu erklären ist, welche von Kohlrausch gemacht und von Clausius entwickelt wor-

den sind. Sie entspricht noch weniger der früheren Theorie des Condensators, die von Green und später von Clausius bearbeitet ist und nach welcher die Erwärmung vom Stoffe des Isolators vollständig unabhängig seyn sollte.

Um den Einfluss des Stoffes zu erklären, würde man vielleicht zur Hypothese des Eindringens der Elektrizität in die isolirende Schicht seine Zuflucht nehmen. Aber ich kann nicht einsehen, welchen Nutzen die Wissenschaft aus einer Hypothese ziehen kann, die nicht einmal den Vortheil hat von denjenigen genau definirt und, ich fürchte, auch nicht klar begriffen zu seyn, die sie vorgeschlagen haben. In einer nächsten Abhandlung glaube ich zeigen zu können, wie man den Einfluss des Stoffes auf die Erwärmung dadurch erklären kann, dass man ohne neue Hypothesen in die Wissenschaft einzuführen, in der bis jetzt gebrauchten Methode der elektrischen Flüssigkeit unnöthige Beschränkungen fortlässt.

VI. *Mineralogische Mittheilungen;* *von Professor G. vom Rath in Bonn.*

(Fortsetzung VI). ')

Hierzu Taf. V.

21. Ueber den Tridymit, eine neue krystallisirte Modification der Kieselsäure.

Im Juli 1867 übergab mir der um die Kenntniss Mexicos so verdiente Hr. Geh. Bergrath Burkart hierselbst zwei ihm von Hrn. Ant. del Castillo gesandte Stücke eines trachytischen Porphyrs vom Berge *St. Cristobal* bei *Pachuca, Mexico*, deren Klüfte und Drusen mit verschiedenen krystallisirten Mineralien bekleidet waren, von denen Eisenglanz und Hornblende sogleich bestimmt werden konnten, das dritte aber, in farblosen, ganz eigenthümlich gestalteten Kry-

1) S. diese Ann. Bd. CXXXII, S. 372.

stallen erscheinende Mineral sich als neu erwies, und in mehrfacher Hinsicht unser Interesse verdienen möchte. Ich erlaubte mir (s. diese Ann. Bd. CXXXIII, S. 507 und Monatsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, 2. April 1868), diesem Mineral den Namen *Tridymit* beizulegen mit Bezug auf die dasselbe besonders bezeichnende Drillingsverwachsung der Krystalle. Durch seine regelmäßigen Verwachsungen zu Zwillingen und Drillingen gewinnt unser Mineral eine eigenthümliche Gestaltung, welche man mit schon bekannten Krystallformen kaum vergleichen kann, mit einziger Ausnahme des Hessenbergit's. Aufser den Stücken des Hrn. Burkart verdanke ich weiteres Material, welches die Möglichkeit einer chemischen Analyse bot, der freundlichen Zuvorkommenheit des Hrn. Dr. Krantz. — Der Tridymit, farblos, wasserhell, mit glatten und glänzenden Flächen, erscheint vorzugsweise in den seltsamen beinahe keilförmigen Gestalten Fig. 2 und 3, welche theils mit einer Spitze, theils mit der schneidigen Kante aufgewachsen sind. Die richtige Auffassung dieser zierlichen Formen wurde durch ihre sehr unbedeutende Gröfse (meist unter 1^{mm}) nicht wenig erschwert. Doch führte die Beobachtung von Durchwachsungen, wie die Figg. 4 und 5 sie darstellen, bald auf den richtigen Weg, und lehrte jene beiden ersten Formen als aneinander gewachsene Individuen, letztere als durcheinander gewachsene Zwillinge und Drillinge des hexagonalen Systems erkennen. Nur selten beobachtete ich bei dem mexicanischen Tridymit einfache Krystalle, kleine hexagonale Täfelchen, Fig. 1. Auch diese sind nicht ihrer ganzen Ausdehnung nach einfach; es erheben sich vielmehr regelmäfsig gestellte Zwillingeindividuen aus der Tafelfläche, eine Erscheinung, welche an die früher beschriebenen Kalkspath-Zwillinge aus dem Maderaner Thal erinnert. Die Zwillingsebene der Krystalle des Tridymits ist demnach, wie die Erwägung der Verwachsungen Fig. 2, 3, 4, 5 lehrt, eine Hexagondodekaädersfläche.

Durch Messungen an vielen Krystallen überzeugte ich mich, dafs $a : a' : a'$ etc. 120° bilden, also einem hexagonalen Prisma angehören, ferner, dafs die Fläche c normal

zu jenen Flächen steht, also die Basis darstellt. Der am genauesten meßbare Winkel der Krystalle ist:

$$\underline{a'} : \underline{a'} \text{ oder } \underline{a'} : \underline{a'} = 162^\circ 32'.$$

Der mögliche Fehler dieser Messung erreicht kaum 2'. Unter Zugrundelegung dieses Winkels und der bekannten ebenen Winkel der Basis c berechnen sich die Zwillingsskanten, wie folgt:

$$\underline{c} : \underline{c} = 35^\circ 21\frac{1}{3}; \text{ gemessen } 35^\circ 18'$$

$$\underline{a} : \underline{a} = 144 \text{ } 38\frac{2}{3}; \quad " \quad 144 \text{ } 44'$$

$$\underline{c} : \underline{c} = 70 \text{ } 42\frac{1}{3};$$

$$\underline{a} : \underline{a} = 109 \text{ } 17\frac{1}{3}; \quad " \quad 109 \text{ } 15'$$

Außer den genannten Flächen des hexagonalen Prismas und der Basis beobachtete ich am Tridymit das zweite hexagonale, sowie zwei zwölfseitige Prismen und ein Hexagondodekaëder. Die am neuen Mineral auftretenden Flächen sind demnach:

Erstes hexagonales Prisma $a = (a : a : \infty a : \infty c), \infty P$

Zweites hexagonales Prisma $b = (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c), \infty P_2$

Dihexagonales Prisma $h = (a : \frac{2}{3}a : \frac{2}{3}a : \infty c), \infty P_3^2$

Dihexagonales Prisma $l = (a : \frac{4}{3}a : \frac{4}{3}a : \infty c), \infty P_3^2$

Basis $c = (c : \infty a : \infty a : \infty a), 0 P$

Hexagondodekaëder $p = (a : a : \infty a : c), P.$

Die Zwillingungsverwachsung ist nun unter dem Gesichtspunkte aufzufassen, dafs die Zwillingsebene normal zur Verwachsungsebene steht; bei der Durchkreuzungsgruppe Fig. 4 wird demnach die einspringende Kante $c : c$ halbt durch die Zwillingsebene, welcher nun die Formel

$$(a : a : \infty a : \frac{5}{3}c), \frac{5}{3}P$$

zukommt. Ich verhehle mir nicht, dafs eine einfachere Relation zwischen der Zwillingsebene und dem Hexagondodekaëder erwünschter seyn würde. Eine solche würde sich aber zu weit von den Messungen entfernen.

Aus der oben angegebenen Messung der Zwillingsskante

$$\underline{a'} : \underline{a'} = 162^\circ 32'$$

folgen nun unter Voraussetzung der mitgetheilten Flächenformeln folgende Winkel:

Berechnet	Gefunden
$p : c = 117^{\circ} 58\frac{1}{2}'$	$117^{\circ} 58'; 117^{\circ} 50'$
$p : a = 152 \quad 1\frac{1}{2}$	$152 \quad 15$
$a' : a' = 146 \quad 22$	$146 \quad 10$
$l : l' \text{ über } a = 127^{\circ} 20\frac{1}{2}'$	
$l : l' \text{ über } b = 172 \quad 39\frac{1}{2}$	
$l : a' \text{ (Fig. 2)} = 153 \quad 40\frac{1}{4}$	$153 \quad 39; 153 \quad 53; 153 \quad 11$
$l : a \text{ (Fig. 2)} = 146 \quad 19\frac{3}{4}$	$146 \quad 30$
$k : k' \text{ über } a = 136 \quad 26$	
$k : k' \text{ über } b = 163 \quad 24$	
$k : a' = 158 \quad 13$	etwa 158
$k : a = 141 \quad 47$	" 142
$p : p' \text{ (Endkante)} = 127^{\circ} 35\frac{1}{3}'$	
$p : p'' \text{ (Seitenkante)} = 124 \quad 3.$	

Für die Grundform p ergibt sich das Verhältniß der Vertikalaxe zu einer Nebenaxe

$$c : a = 1 : 0,61335.$$

Die Ausbildung des Tridymits ist stets tafelförmig durch Vorherrschen der Basis c (s. Fig. 1 Taf. V). Die Kanten des ersten Prismas werden äußerst schmal durch die Flächen des zweiten abgestumpft. Statt dieser letztern finden sich indeß gewöhnlich ganz schmal und etwas gerundet die Flächen eines dihexagonalen Prismas, welches sich auch hälftflächig (s. Fig. 2 Taf. V) oder doch mit größerer Ausdehnung der einen Flächenhälfte als ein hexagonales Prisma von Zwischenstellung findet. Das Auftreten der Flächen dieses zwölfseitigen Prismas ist übrigens recht unregelmäßig; auch schwanken die Ergebnisse der Messungen, wie man aus den Winkeln für $l : a'$ erkennt, aus deren Zahl einige noch weniger stimmende ganz unterdrückt wurden.

Während die Kante $a' : a'$ mittelst eines mit Fernrohr versehenen Goniometers gemessen werden konnte, geschah die Messung jener äußerst kleinen Flächen, sowie auch des Hexagondodekaeders mit Hülfe des gewöhnlichen Wolla-

ston'schen Goniometers unter Anwendung eines hellleuchtenden Lichts als Spiegelbildes. In der Endigung sind die Zwillings- und Drillingskrystalle entweder zugespitzt, wie Fig. 2 Taf. V zeigt, oder es erscheint hier sehr klein eine Fläche des zweiten hexagonalen Prismas, welche den zur Gruppe verbundenen Individuen gemeinsam ist, Figg. 3, 4, 5 Taf. V. Die Flächen a , a' des mittleren Individuums der Drillingsgruppe (Fig. 3) sind zuweilen vollkommen eben, einem einzigen Krystall angehörig. Nicht selten aber fand ich über die Mitte dieser Flächen (die dreiseitige Fläche a' in zwei symmetrische Hälften theilend, auf a vertikal herabziehend) eine äußerst feine Furche verlaufend, gleichsam als ob hier eine Trennung zweier parallel gestellter Krystallkörper stattfände. Es hat nicht den Anschein, als ob an ein mittleres Individuum sich beiderseits ein Zwillingsindividuum angelegt, vielmehr erscheinen zwei Zwillinge gleichsam als Bauelemente an einander zum Drilling gefügt, wobei die mittleren parallelen Hälften sich nicht immer ganz vollständig vereinigen. Die feine Furche der vertikalen Fläche gestaltet sich auch wohl zu einer einspringenden Kante, gebildet durch lineare Flächen des Hexagondodekaëders p . Es ist eine auffallende Thatsache, daß sich die parallel gestellten Krystallhälften des mittleren Individuums nicht immer ganz vollständig verbunden haben.

Der Tridymit ist spaltbar parallel der Basis, unvollkommen; der Bruch ist muschlig. Die farblosen, beinahe quarzharten Krystalle werden in Folge der Verwitterung weiß und verlieren dabei an Härte. Glasglänzend, auf der basischen Fläche perlmutterglänzend. Unter dem polarisirenden Mikroskop verhält sich der Tridymit wie ein doppelbrechender, optisch einaxiger Körper. Ein tafelförmiger Krystall, in der Richtung der Hauptaxe untersucht, zeigte beim Drehen der Nicols nur eine Veränderung von hell und dunkel. An zwei kleinen Platten, welche ich aus einem der etwas größeren Krystalle schliif, schief gegen die Hauptaxe, sah ich beim Drehen der Nicols den lebhaftesten Farbenwechsel. Dasselbe zeigt sich auch, wenn man die kleinen

Zwillingskrystalle selbst unter das polarisirende Mikroskop legt. Bei der Betrachtung einer basischen Krystalltafel im Polariskop, war es mir allerdings so wenig wie Hrn. Des Cloizeaux möglich, farbige Ringe zu sehen, was sich lediglich durch die außerordentliche Dünne und Kleinheit der zur Verfügung stehenden Täfelchen erklärt. Dafs die Substanz doppelbrechend ist, wurde mit Rücksicht auf einen von Hrn. Des Cloizeaux geäußerten Zweifel, durch die Untersuchung des Hr. Alfr. Cornu bestätigt. Indem wir eine normal zur Hauptaxe aus einem Apophyllit (jenem stark doppelbrechenden Körper) gespaltene Platte durch fortgesetzte Spaltung dünner machten, erreichten wir bald den Punkt, wo im Polarisations-Apparat keine Spur von Ringen sichtbar war. Dennoch waren die Dimensionen des Apophyllits noch bedeutender als die der untersuchten Tridymitplatte.

Das spec. Gew. wurde bei 15 bis 16° C. in drei mit verschiedenen Proben angestellten Versuchen gefunden = 2,326; 2,312; 2,295. Zu den mit grofser Sorgfalt angestellten Wägungen standen nur Mengen von 0,2 bis 0,7 Gr. zur Verfügung, unter welchen Umständen jene Uebereinstimmung wohl als eine genügende erachtet werden mufs. Hr. Dr. Bettendorf hatte die Güte, das Gewicht des Minerals mittelst des Pyknometers bei 18,7° C. zu bestimmen = 2,282.

Vor dem Löthrohr ist der Tridymit unschmelzbar. Mit Soda schmilzt das Pulver unter Aufschäumen zu einer klaren Perle; auch mit Borax geschmolzen, entsteht ein klares Glas; während das Pulver in der Phosphorsalzperle ungelöst bleibt. Die nach dem Schmelzen mit Soda erhaltene Masse löst sich leicht und vollständig in Wasser auf. Wenn das Mineralpulver mit Wasser übergossen und in dieses Fluorwasserstoffgas geleitet wird, so entsteht bald eine klare Lösung, welche nach dem Abdampfen nur äußerst geringe unwägbar Mengen von Eisenoxyd, Thonerde, Magnesia und Alkalien zurückläßt. In einer kochenden gesättigten Lösung von kohlen-saurem Natron löst sich das Mineralpulver vollständig auf. Der Tridymit ist demnach wesentlich nur Kieselsäure. Das Material

zu mehreren quantitativen Analysen wurde in vieltägiger Mühe gesammelt und auf das Sorgsamste ausgesucht (nachdem ein vorläufiger Versuch mit weniger reinen, d. h. weniger vollständig von der anhaftenden Grundmasse befreiten Krystallen fast 90 Proc. Kieselsäure ergeben hatte). Wegen ihrer großen Härte und zur Vermeidung einer Erhöhung des Gehalts an Kieselsäure durch Zerkleinern in der Chalcedonschale müssen die Krystalle im Stahlmörser gepulvert werden. Die Aufschliessung geschah mit kohlensaurem Natron. Zwei Analysen ergaben folgende Resultate:

Kieselsäure	96,1	95,5
Eisenoxyd	1,9	1,7
Thonerde und	}	1,2
Magnesia		
Glühverlust	0,66	0,66
	99,96	99,06.

Die zu den Analysen angewandten Mengen betrugen 0,2535 und 0,2630 Gr. Eine durch Zersetzung mittelst Fluorwasserstoffsäure ausgeführte Analyse, zu welcher 0,200 Gr. in Arbeit genommen wurde, ergab 0,006 Gr. neutrale schwefelsaure Alkalien, es konnte neben Natron eine kleine Menge von Kali nachgewiesen werden.

Das Eisenoxyd, welches die obigen Analysen aufweisen, rührt zum größeren Theil von dem Stahlmörser her, in welchem die Krystalle gepulvert wurden. Denn trotz Anwendung des Magnetstabs blieb eine kleine Menge Eisen in dem zu analysirenden Pulver zurück. Der Gehalt an Thonerde, Magnesia, Alkalien, sowie die kleinere Menge des Eisenoxys erklärt sich aus der Thatsache, daß die sehr kleinen Krystalle nicht vollkommen rein von der Gesteinsmasse zu erhalten sind, auf welcher sie aufgewachsen. Auch konnten dieselben nur schwierig von den Hornblendenadeln befreit werden, welche zuweilen durch die Tridymit-Krystalle hindurchgewachsen sind.

Der Tridymit ist demnach krystallisirte Kieselsäure mit dem geringen spec. Gew. im Gegensatze zum Quarz, dem das hohe spec. Gew. zukommt. Man könnte das neue Mi-

neral auch krystallisirten Opal nennen, wenn nicht nach der bisherigen Auffassung zur Charakteristik des Opals durchaus der amorphe Zustand gehörte. Die bisherige Annahme in Betreff der verschiedenen Zustände der Kieselsäure bedarf also nach Auffindung des mexikanischen Minerals einer Berichtigung. H. Rose, unvergänglichen Andenkens, faßte 1859 die Ergebnisse damaliger Forschungen in die Worte zusammen (diese Ann. Bd. CVIII, S. 1): »Es giebt zwei bestimmt verschiedene Zustände der Kieselsäure. In dem einen hat sie das spec. Gew. 2,6, in dem andern das von 2,2 bis 2,3. Die Kieselsäure vom Gewichte 2,6 findet sich nur krystallisirt, sowie mehr oder weniger krystallinisch dicht; während die Kieselsäure vom Gewichte 2,2 nur im amorphen Zustande erscheint«. Diese letztere Modification bildet den Opal und Hyalith, aus ihr besteht die geschmolzene Kieselsäure, die Kieselsäure der organischen Gebilde (z. B. der Spongien etc.) und (vielleicht) die bei Hochofen-Processen, wahrscheinlich mit Wasserdämpfen verflüchtigte Kieselsäure. Ueber die Untersuchungen des Hrn. Bergraths Dr. Jenzsch, dafs die Kieselsäure mit dem hohen spec. Gew. auch im triklinen Systeme erscheinen könne (Vestan) s. diese Ann. Bd. CV; ferner dafs es auch eine amorphe Kieselsäure (Kieselerde), mit dem hohen spec. Gew. gäbe, s. diese Ann. Bd. CXXVI, S. 497.

Der in den Hohlräumen des vulkanischen Porphyrs den Tridymit begleitende Eisenglanz zeigt die zierlichsten glänzenden Täfelchen (Basis nebst dem Hauptrhomboëder); häufig sitzt der Eisenglanz auf dem Tridymit, doch findet sich auch der umgekehrte Fall, dafs die Kieselsäure sich auf dem Eisenglanze gebildet hat. Oft schiefen die Nadeln der goldgelben Hornblende (durchaus an vesuvische Vorkommnisse erinnernd) durch die Krystalle des Tridymits hindurch. Die Verbindung dieser drei Mineralien bezeugt eine gleichartige, und im Allgemeinen gleichzeitige Entstehung. In Bezug auf die Bildungsweise sprechen die That-sachen, wie die Analogie mit anderen Vorkommnissen vulkanischen Eisenglanzes und vulkanischer Hornblende so un-

zweideutig, dafs ein Zweifel an der Entstehung aller drei Mineralien durch Sublimation oder wenigstens unter Mitwirkung vulkanischer Dämpfe wohl nicht aufkommen kann. Aufser jenen Mineralien beobachtet man in den Drusen noch äufserst kleine röthlich gelbe Krystalle, welche ich nur für Granat halten kann. Sublimirten rothen Granat wies Pat. Wolf auch schon in Drusen der Laven des Herchenbergs im Brohlthale nach. »Im *fosso di Cancherone* — *Vesuv* — finden sich auf Schlacken und Leucitporphyrblöcken, an welchen die Einwirkung von Fumarolen sichtbar ist, in Begleitung von Eisenglanz kleine glänzende braune Granatkrystalle. Aus dem Vorkommen ergibt sich, dafs diese wie der Eisenglanz ihre Entstehung den Fumarolengasen verdanken, da sie sich an einem Punkte finden, der früher vulkanischen Exhalationen ausgesetzt war, da sie ferner nur der Oberfläche des Gesteins anhaften oder dessen Zellwände überziehen, ohne in das Innere einzudringen, stets sehr glänzend, unversehrt sind, während die im Innern des Gesteins vorhandenen Leucite und Augite mehr oder weniger Zersetzung zeigen. Diese Beobachtungen haben zuerst meine Aufmerksamkeit auf die durch vulkanische Sublimation gebildeten Silicate hingelenkt«; Scacchi 1852 ¹⁾). An einem der trachytischen Handstücke von *Pachuca* zeigten sich Eisenglanz, Tridymit, Hornblende gerundet, wie angeschmolzen. Wohl darf man hier die Wirkung glühender durch die Klüfte des Gesteins ziehender Dämpfe erkennen; um so mehr da am *Vesuv* angeschmolzene Eisenglanztafeln eine bekannte Erscheinung sind. Mit Hülfe der Loupe erkannte ich auch an einem jener Trachytstücke in naher Beziehung zum Tridymit sehr kleine hyalithähnliche Kieselbildungen. Daraus möchte ich schliessen, dafs der Hyalith vielleicht nicht immer eine amorphe, sondern eine derbe Bildung ist, dafs auch vielleicht der Hyalith nicht immer wasserhaltig ist.

Der Trachyt vom *Cerro S. Cristobal* ist fast dicht, dem äufsern Ansehen nach fast phonolithähnlich, und enthält in einer eigenthümlich gefleckten rothbraunen Grundmasse spä-

1) S. Roth: Der Vesuv und die Umgebung von Neapel, S. 380.

lich ausgeschiedene Krystalle eines triklinen Feldspaths und von Augit. Unter dem Mikroskop löste sich die scheinbar dichte Gesteinsmasse auf in ein Gemenge eines feldspath-ähnlichen Minerals, von Augit, Hornblende und Magneteisen. Sehr selten finden sich in diesem Gesteine gerundete Quarzkörner: es sind Einschlüsse. Auf den Klüften, durch welche ein solcher etwa haselnußgroßer Einschluss vom Gesteine getrennt war, finden sich, in naher Berührung mit dem Quarz, Tridymit-Krystalle.

Das spec. Gew. des *Gesteins vom Cerro S. Cristobal* bei *Pachuca* ist 2,685 (bei 16° C.) und seine Zusammensetzung (unter Voraussetzung, daß alles Eisen als Oxydul vorhanden sey) folgende:

Kieselsäure	61,03	Oxyg. = 32,55
Thonerde	16,08	7,51
Eisenoxydul	7,42	1,65
Kalkerde	7,33	2,09
Magnesia	3,26	1,30
Kali	2,30	0,39
Natron	2,66	0,69
Glühverlust	0,29	
	100,37.	

Die chemische Mischung bestätigt demnach den Schlufs, welchen man aus der Untersuchung der übrigens nur sehr spärlich ausgeschiedenen Krystalle von triklinem Feldspath und Augit ziehen mußte, daß nämlich das Gestein vom *Cerro S. Cristobal* zu den Oligoklas-Trachyten gehört. Eine sehr nahe Verwandtschaft in chemischer Hinsicht besteht zwischen demselben und dem Trachyt des Chinborazo, welcher nach Sackur (s. Roth Gesteinsanalysen S. 35) folgende Zusammensetzung besitzt: Kieselsäure 60,69; Thonerde 16,90; Eisenoxyd 8,67; Kalk 7,47; Magnesia 1,47; Kali 1,61; Natron 2,90; Glühverlust 0,55.

Nach einer Mittheilung des Geh. R. Burkart besteht das Gebirge von *Real del monte* und *Pachuca* vorzugsweise aus Porphyren, in welchen zahlreiche Gänge auftreten, deren reiche Silbererze einen ausgedehnten Bergbau ins Leben

gerufen haben (s. in Betreff desselben die beiden Abhandlungen des Hrn. Burkart in der Zeitschr. für Berg-Hütten- und Salinenwesen Bd. VII und IX). Westnordwestlich von *Pachuca* erhebt sich der Berg *S. Cristobal*. An seinem Fusse zeigt sich erzführender Porphyry, während in größerer Höhe in unmittelbarer Berührung mit dem seinen Gipfel bildenden Basalt das den Tridymit enthaltende Gestein auftritt. Das neue Mineral entging bisher nicht ganz der Aufmerksamkeit, indem es von Manuel Rivera (in seiner *Memoria sobre el mineral de Pachuca* p. 3) u. A. für Har- motom angesehen wurde. — Der Berg *S. Cristobal* sollte nicht lange die einzige Fundstätte der neuen Kieselsäure-Krystalle seyn. Nur wenige Tage nachdem Prof. Sand- berger Kenntniß von meiner vorläufigen Mittheilung und dem Tridymit genommen, hatte er die Güte mir mitzutheilen (23. April 1868), daß er dieselben Krystalle in Drusenräu- men des Trachyts von *Mont Dore les Bains* wiedergefunden habe »in Begleitung von Eisenglanz, grünlichen Hornblende- nadeln [?] und, was das Merkwürdigste ist, Bergkrystall- gruppen«. — Das von Hrn. Sandberger mir gütigst über- sandte Trachytstück umschloß in einer bräunlich rothen Grundmasse bis zollgroße Sanidinkrystalle, ferner mattweiße, deutlich auf der Hauptspaltungsfläche gestreifte Oligoklase, kleine dunkelgrüne Augite, wenig Glimmer. Das Gestein umhüllt einen etwa zollgroßen feinkörnigen Einschlus und auf den Klüften, welche das umhüllende Gestein freiläßt, sitzen viele sehr kleine Krystalle von Tridymit — in ihren so höchst charakteristischen Zwillingungsverwachsungen — nebst grünem Augit und Eisenglanz, theils einzeln, theils zu Gruppen zusammengehäuft. Obgleich der Tridymit vom *Mont d'Or* in noch kleineren Krystallen erscheint, als der mexikanische, so gelang es doch, einige Kanten annähernd zu messen. An einem Durchkreuzungszwilling wie Fig. 4 Taf. V ergab sich die Neigung der zur einspringen- den Kante zusammenstoßenden Flächen $c : c = 144^{\circ} 50'$, $a' : a' \text{ an der Zwillingsspitze} = c \text{ etwa } 162^{\circ}$. — Das Ge- stein des *Mont d'Or* ist ein Sanidinoligoklas-Trachyt, ähnlich

dem Drachenfelsen. Grofs war dennoch meine Ueberrasschung, als ich von einer norwegischen Reise zurückkehrend durch Sandberger (28. Juli) ein Trachytstück vom Drachenfels (oder der Perlenhardt) zugesandt erhielt mit kleinen aber ganz unverkennbaren Tridymit-Krystallen »in Begleitung ganz gleichgestalteter aber gröfserer Quarze, wie am *Mont Dore*«. — Im Drachenfelsen Gestein, welches nicht nur den durch seine Lage unmittelbar am Rhein so ausgezeichneten Berg, sondern auch (mit Ausnahme der Wolkenburg) die Gipfelreihe bis zum Lohrberg und den östlichsten Punkt der schönen Hügelgruppe, die Perlenhardt, bildet, auch an einigen anderen Höhen erscheint, ist der Tridymit, wenn auch nur in kleinen Krystallen, sehr verbreitet. Die Felsart enthält die bekannten grofsen Sanidin-Krystalle, zwischen welchen und der umhüllenden Masse nicht selten eine Kluft sich findet. Auch durchsetzt wohl die Kluft die Sanidine, deren Stücke gegen einander etwas verschoben sind. Diese Klüfte sind die bekannte Fundstätte von wasserhellen Quarzkrystallen, in deren Begleitung selten der Tridymit vermischt wird. Trotz der geringen Gröfse der Krystalle sind sie wegen der höchst charakteristischen Zwillings- und Drillingsbildungen ganz unverkennbar. Die für das mexikanische Vorkommen gezeichneten Figuren geben auch die Formen der hiesigen Fundstätte wieder. An einem 0,5^{mm} grofsen Krystall von der Perlenhardt, von der Ausbildung der Fig. 5 mit hinzutretendem Hexagondodekaëder wurden folgende Winkel mit dem gewöhnlichen Goniometer gemessen:

$a' : a'$	$= 162^{\circ} 24'$
$\underline{c : c}$	$\left. \vphantom{\begin{matrix} \\ \end{matrix}} \right\} = 144 \quad 34$
(einspringende K.)	
$\underline{a : a}$	$= 109 \quad 12$
$\underline{a : a}$	$= 144 \quad \left\{ \begin{matrix} 40 \\ 35 \end{matrix} \right.$
$p : a$	$= 152 \quad 4$
$p' : a'$	$= 152 \quad 0$
$\underline{a : c}$	$= 166 \quad 36 \text{ (ber. } = 160 \quad 42\frac{1}{2}\text{)}.$

Bei diesem Drilling von der Perlenhaardt wiederholte sich die, bereits in Bezug auf das mexikanische Vorkommen hervorgehobene Eigenthümlichkeit, daß nämlich über die dem mittleren Individuum angehörige dreiseitige Fläche eine feine Furche verläuft. Von etwas bedeutenderer Größe kommt der Tridymit in einem losen Sanidinblock vor, welchen ich vor 8 Jahren nordöstlich vom Gipfel des Wasserfallbergs fand und bereits in der kleinen Schrift: »Ein Beitrag zur Kenntniss der Trachyte des Siebengebirges«, Bonn 1861 erwähnte. Das Gestein besteht wesentlich aus einem grobkörnigen Gemenge von Sanidin-Krystallen (bis einen halben Zoll groß), deren Spaltungsflächen P etwas gewölbt sind. Seltenere Gemengtheile sind: Magneteisen, goldglänzender Glimmer, Titanit, bräunliche Hornblende, Eisenglanz. In den kleinen Drusen dieses Gesteins findet sich Tridymit in Tafeln bis 1 Linie groß. Auch hier bildet er dieselben Durchwachsungen, doch auch einfache hexagonale Tafeln. Diese Tridymittäfelchen können bei ihrer meist sehr geringen Größe leicht mit Sanidintafeln (M) verwechselt werden; man unterscheidet sie aber augenblicklich, indem man sie unter das polarisirende Mikroskop legt: der Sanidin zeigt die lebhaftesten Farben, während das Licht, welches durch die Tridymittafel parallel der Hauptaxe fällt, nur den Grad der Helligkeit wechselt. Auch für dies Vorkommen überzeugte ich mich von der Thatsache, daß der Tridymit nur Kieselsäure enthält. Mit Soda geschmolzen, entsteht ein heftiges Brausen und das Pulver löst sich zur klaren Perle; auch mit Borax erhält man ein klares Glas, während in der Phosphorsalz-Perle das Pulver ungelöst schwimmt. Vor dem Löthrohr sind auch die feinsten Splitterchen ganz unschmelzbar. Es gelang an einigen Krystallen aus jenem Sanidinblock mehrere Kanten mit Hülfe des Fernrohr-Goniometers zu bestimmen. An einem Zwillinge, wie Fig. 2, wurde die Zwillingskante $a' : a' = 162^{\circ} 32\frac{1}{2}$, also genau wie am Tridymit vom *S. Cristobal* gemessen; an einem anderen die Zwillingskante $a : a = 144^{\circ} 54'$. Annähernde Messungen an einem andern Krystall mit dem gewöhnlichen Go-

niometer unter Anwendung eines Lichtes als Spiegelbildes ergaben:

$$a' : a' = 162^{\circ} 35'$$

$$c : \bar{c} = 144 \quad 35$$

$$p : \bar{c} = 117 \quad 30$$

$$p : a = 151 \quad 58$$

$$k : a = 143 \quad 8.$$

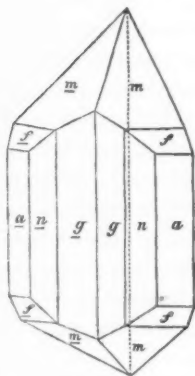
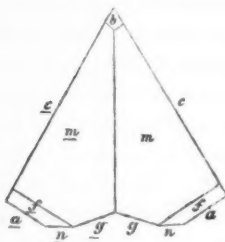
An diesen Krystallen überzeugte ich mich ferner von dem vollzähligen Auftreten des Hexagondodekaëders. Da in den Trachyten des Siebengebirges einfache hexagonale Tafeln neben den Zwillingsverwachsungen nicht selten sind, so ist hier die Zugehörigkeit der Krystalle zum hexagonalen System ganz offenbar, während in Bezug auf das mexikanische Vorkommen, bei dem fast vollständigen Fehlen einfacher Krystalle und der Schwierigkeit der Messungen so kleiner polysynthetischer Körper der Charakter des Systems mir lange verborgen blieb. — Gewiss findet sich der Tridymit außer an den genannten Punkten: Drachenfels, Perlenhaardt und in jenem isolirten Blocke, noch an vielen Orten desselben Gebirges. Erwähnt sey hier nur, daß das neue Mineral sich auch in Drusen des auf dem Gipfel des Wasserfallbergs anstehenden Sanidinoligoklas-Trachyts findet. Im Siebengebirge beobachtet man demnach den Tridymit vorzugsweise in Begleitung von Quarz (wie am *Mont Dore*). Beide heteromorphe Zustände der Kieselsäure sah ich mit einander in unmittelbarer Berührung vorkommend. Ein Unterschied ihrer Bildungszeit liefs sich nicht nachweisen. Das Vorkommen heteromorpher Körper auf denselben Handstücken ist sehr merkwürdig; für diese Thatsache, welche bisher von der Titansäure als Brookit und Anatas, vom Eisenbisulfuret als Eisenkies und Speerkies, vom kohlensauren Kalk als Kalkspath und Aragonit, von der arsenigen Säure als Senarmontit und Weißspießglanz — Algerien —, vom Schwefelsilber als Glaserz und Akanthit bekannt war, liefert jetzt die Kieselsäure ein neues, nicht weniger interessantes Beispiel. Die Bedingungen, unter welchen ein und derselbe chemische Stoff die eine oder die andere seiner

Formen annahm, müssen demnach in gewissen Fällen nur durch eine feine Gränzlinie geschieden gewesen seyn.

Als Begleiter der beiden Kieselsäure-Mineralien im Trachyt des Drachenfels und der Perlenhaardt sind noch zu nennen Magneteisen und Eisenglanz. In Bezug auf die Entstehung der Quarze in unserm Trachyt ist wohl die Ansicht geäußert worden, dieselben seyen secundär gebildet in Folge einer Verwitterung des Trachyts und namentlich der großen Sanidine, dafür spräche auch ihr Vorkommen auf Klüften, welche den niedersinkenden Gewässern Raum gäben. Es giebt solche Spalten und Klüfte in unseren Trachythergen; dieselben sind erfüllt bald von einer kaolinartigen rothen Substanz z. B. am Steinchen, dem südwestlichen Fulse des Drachenfels, bald mit Opaljaspis und Halbopal, z. B. am Stenzelberg; vergl. H. von Dechen, Geognost. Führer in das Siebengebirge am Rhein S. 121. Vergeblich wird man aber in jenen Spalten nach Krystallen von Magneteisen, Eisenglanz, Tridymit und Quarz suchen. Die kleinen Klüfte, in denen sich diese Mineralien finden, sind keine fortsetzenden Spalten, sondern Drusen, zu deren Bildung vorzugsweise die großen Sanidine Veranlassung gaben, welche bereits gebildet vorhanden waren, als die Gesteinsmasse sich noch etwas bewegte, wie die gegen einander verschobenen Bruchstücke jener Krystalle beweisen. Der Quarz sitzt auf dem frischen Sanidin; wie könnte jener durch Zersetzung des letzteren gebildet seyn? Die Bildung der genannten Mineralien unseres Vorkommens ist durchaus zu vergleichen mit den in den Drusen der Laven auftretenden Mineralien, insofern dieselben ursprünglicher und nicht secundärer Bildung sind. Denn der Trachyt ist in seiner Entstehung nicht wesentlich von einer Lava verschieden.

Von anderen Fundstätten des Tridymits sey hier noch erwähnt der Sanidinoligoklas-Trachyt des *Monte Pendise* bei Teolo in den *Euganäen*. Auch findet sich derselbe in einem von den Hrn. von Fritsch und Reifs gesammelten Trachytstück von *Phira* auf *Santorin*, welches mir von Prof. Sandberger gütigst übersandt wurde; wodurch eine von

Dr. v. Fritsch mir bereits am 11. Juni brieflich geäußerte Vermuthung Bestätigung findet. Die neue Form der Kieselsäure scheint bisher nur in kleinen und sehr kleinen Krystallen vorzukommen, deren Erkennung indess durch die eigenthümlichen Zwillingformen sehr erleichtert wird. Die bisherigen Funde (*Mexico, Auvergne, Siebengebirge, Eugänaen, Santorin*) berechtigen indess zu der Ueberzeugung, daß wir es mit einem in Kieselsäurereichen vulkanischen Gesteinen allgemein verbreiteten Mineral zu thun haben.¹⁾



Wie schon oben bemerkt, lassen sich die eigenthümlichen Zwillinge des Tridymits mit den Formen keines anderen Minerals in nähere Beziehung bringen — mit einziger Ausnahme des von Prof. Kennigott (Sitzungsber. Münch. Ak. 1863, 230; Uebersicht mineralog. Forsch. 1862 bis 65, S. 327) aufgestellten, von Dr. Hesseberg (Mineralog. Notizen Bd. VII, S. 4, Abb. Senkenberg. Naturf. Ges. Bd. VI, S. 1) in krystallographischer Hinsicht genauer bestimmten Hessebergits. Mit diesem überaus selten am Berge Fibia, St. Gotthardt, gleichfalls in Begleitung von Eisenglanz vorkommenden Mineral ist indess die Aehnlichkeit eine überraschend große. Der Hessebergit ist bisher nur in Zwillingen vorgekommen, deren nahe Verwandtschaft mit den Tridymit-Formen die nebenstehenden Figuren,

Copien nach Dr. Hesseberg's Zeichnungen, erkennen

- 1) Hr. Dr. v. Lasaulx hieselbst fand vor Kurzem in Drusen einer schwarzen trachytischen Lava vom Dorfe Alleret (*Dep. Hte. Loire*) in Begleitung von Augit, Magnet Eisen etc. kleine durchsichtige, quarzharte, tafelförmige Krystalle, deren Analyse ihm 96 Proc. Kieselsäure ergab. Ich überzeugte mich, daß jene Krystalle, theils einfach, theils Zwillinge die Form des Tridymits besitzen.

lassen. Die Krystallform des St. Gotthardter Minerals ist nach den sorgfältigen und mühevollen Untersuchungen Hesse-
senberg's allerdings monoklin, »indess bot die Entscheidung,
zu welchem Systeme die Krystallisation des »Sideroxens« ge-
höre, ungewöhnliche Schwierigkeiten dar, weil mehrere Nei-
gungswerthe äusserst nahe der Gränze liegen, wo sie zu
Charakteren des einen oder des anderen Systems werden«. Einige der Flächen-Neigungen der betreffenden einfachen
Krystalle nähern sich einander in dem Maasse, dass man den
durch den allgemeinen Habitus der Zwillingformen hervor-
gebrachten Gedanken an eine mögliche Identität beider Mi-
neralien weiter zu verfolgen, sich veranlasst fühlt. Es be-
tragen die Kanten

Hessenbergit		Tridymit	
$a : c =$	$90^{\circ} 7'$	$a : c =$	90°
$c : m =$	$90 \quad 3\frac{1}{2}$	$a' : c =$	90
$n : c =$	$119 \quad 0$	$p : c =$	$117 \quad 58$
$m : a =$	$119 \quad 43\frac{1}{2}$	$a : a' =$	$120 \quad 0$
$m : f =$	$150 \quad 0$	$l : a' =$	$153 \quad 40.$

Von der letztern Kante abgesehen (deren auffallendes Schwanken oben bereits erwähnt wurde) sind die Differen-
zen der entsprechenden Kanten keineswegs so erheblich,
dass die Möglichkeit einer Vereinigung beider Mineralien
von krystallographischer Seite ausgeschlossen würde. Im
Gegentheile scheint dieselbe noch näher gerückt zu werden
durch die Gemeinsamkeit mehrerer physikalischer Eigen-
schaften. Wie der Tridymit ist auch der Hessenbergit farb-
los, durchsichtig, von starkem Glasglanze, von einer dem
Quarze fast gleichen Härte; im Kolben unveränderlich, in
der Platinzange unschmelzbar; in der Phosphorsalzperle
kaum merkbar (Tridymit nicht) löslich.

Hier endet aber die in ihrer Art vielleicht einzig daste-
hende Aehnlichkeit der sonst mit nichts Anderem vergleich-
baren Formen. Zunächst ist der Winkel der Zwillingstafeln
ein ganz verschiedener. Bei dem Hessenbergit schneiden
sich die Basen der Zwillingstafeln unter $61^{\circ} 44'$, die Flächen
 $m : m$ unter $150^{\circ} 39'$. Es bedürfte einer sehr gezwungenen
Deutung, um diese Winkel aus unserer Tridymit-Grundform

abzuleiten, was auch nur annähernd geschehen könnte unter der Voraussetzung, daß zwei Tridymit-Individuen sich verbanden nach dem Gesetze: Zwillingsebene und Verwachsungsebene eine Fläche ($a : a : \infty a : \frac{1}{3} c$). Gänzlich verschieden ist das von Kennigott angegebene Verhalten des Hesselbergits zur Sodaperle von demjenigen unseres Minerals, und genügt dies allein schon um die vollständige Trennung beider Körper zu begründen. Da Hr. Hesselberg die Güte hatte mir die in seinem Besitze befindlichen Hesselbergitkrystalle zu übersenden, so konnte ich mich durch genaue Messungen von der vollkommenen Richtigkeit seiner Auffassung des Krystallsystems dieses seltenen Minerals und der von ihm angegebenen Abweichungen der betreffenden Kantenwinkel von 90° und 120° überzeugen.

22. Ueber die Winkel der Feldspathkrystalle.

Es ist seit langer Zeit bekannt, daß die Auswürflinge von Laach ihrer Mehrzahl nach wesentlich aus einem körnigen Gemenge von Sanidin bestehen, und daß in den Drusen jener Blöcke zuweilen wohlgebildete und meßbare Krystalle des genannten Minerals aufgewachsen sind. Bereits 1829 lenkte Hr. G. Rose die Aufmerksamkeit auf jenes Vorkommen, indem er jene Sanidine den vesuvischen an die Seite stellte und die Resultate seiner Messungen mittheilte¹⁾. In mehrfacher Hinsicht schien es mir geboten, die Laacher Sanidine einer erneuten Untersuchung in chemischer und krystallographischer Hinsicht zu unterziehen. Doch wurde die Ausführung dieser seit Jahren in Aussicht genommenen Arbeit erst dadurch möglich, daß mir von Hrn. P. Wolf²⁾, dem die Kenntniß der Laacher Auswürflinge in neuester Zeit wesentliche Fortschritte verdankt, ein Handstück der Laacher Sammlung mit trefflichen Krystallen zur Verfügung gestellt wurde. Einige andere Krystalle lieferte mir unsere Universitäts-Sammlung. Meinem Wunsche, die an den Laacher Krystallen ausgeführten Messungen auch

1) S. diese Ann. Bd. XV, S. 193 und Bd. XXVIII, S. 143.

2) S. Zeitschr. d. deutschen geolog. Ges. Jahrg. 1867, S. 451—492 und Jahrg. 1868, S. 1—78.

auf andere Feldspath-Varietäten auszudehnen, wurde in zuvorkommender Weise willfahrt durch G. Rose, welcher mir eine große Anzahl Krystalle vom Vesuv, Elba, Tyrol zur Verfügung stellte. Dieselben waren zum Theil schon Gegenstand seiner Untersuchungen gewesen, vorzugsweise dahin zielend, den Winkel des vertikalen Prismas zu bestimmen.

Die Entwicklung unserer Kenntniss des Feldspath-Systems liefert einen bemerkenswerthen Beitrag zur Geschichte der Naturwissenschaften. Es möge deshalb gestattet seyn, an einige hierauf bezügliche Thatsachen zu erinnern, weil dieselben geeignet sind, das Interesse für genaue Messungen unseres Minerals zu erhöhen. Bereits Romé de l'Isle (*Crystallographie t. II p. 469*) bemerkt in Bezug auf die Neigungen der Feldspathflächen, es seyen die Winkel von P und α zur Kante des vertikalen Prismas (TT) nicht vollkommen gleich, ohne indeß hervorzuheben, welcher Winkel der stumpfere, welcher der schärfere sey. Haüy nimmt einen Unterschied in den Neigungen von P und α zur Prismenkante von ungefähr 1° an, hält aber merkwürdiger Weise P für die weniger steil, α für die steiler geneigte Fläche, was offenbar irrig ist ¹⁾. Chr. S. Weiss gründete auf den Feldspath seine Theorie der zwei- und eingliedrigen Systeme, indem er an der Hand seiner Zonenlehre eine Fülle der interessantesten Beziehungen des Feldspathsystems entwickelte. Haüy und Weiss benutzten bei ihren krystallographischen Arbeiten das von Will. Hyde Wollaston im Jahre 1809 entdeckte Reflexionsgoniometer noch nicht. Da genaue Messungen zur Ableitung der Grunddimensionen der Krystalle nicht vorhanden waren, so folgerten sie aus gewissen Annahmen der Grunddimensionen die Kantenwinkel. So supponirte Haüy, daß die Längen der Diagonalen einer Fläche des Hauptrhomboëders am Kalkspath sich verhielten wie die Wurzelwerthe $\sqrt{3}$; $\sqrt{2}$; daraus berechnete er den Rhomboëderwinkel gleich $104^\circ 29'$. Als nun Wollaston mit seinem Goniometer letzteren Winkel zu $105^\circ 5'$ fand, so verwarf Haüy denselben, weil

1) S. Hessenberg, Mineralog. Notizen I, 3.

daraus ein durch seine Theorie erheischtes Verhältniß der Flächendiagonalen in Form von Wurzeln einfacher Zahlen nicht resultire. Weifs legte die Wurzelwerthe nicht in die Flächen, sondern in die von ihm in ihrer Bedeutung hervorgehobenen Axen des Systems, welche stets rechtwinkelig angenommen wurden. Für den Feldspath war seine Annahme des Axenverhältnisses $a : b : c = \sqrt{13} : \sqrt{3} : 13 : \sqrt{3}$. Nachdem der grofse Krystallograph die krystallographische Fundamentalbestimmung des Feldspaths gegeben (in den Abh. d. k. Akademie zu Berlin, 1816), kehrte er wiederholt (1820, 1825, 1835, 1838) zum Studium dieses merkwürdigen Systems zurück, dessen versteckte Beziehungen, wie sie aus jenen Axenwerthen sich ergeben, verfolgt wurden. Unter denselben sind vorzugsweise die folgenden hervorzuheben:

- 1) die Gleichheit der Neigungen $o : T$ und $o : P = 123^\circ 59'$,
- 2) die Gleichheit der Kante $o : o'$ und der längeren Kante des Pyritoëders $= 126^\circ 52'$,
- 3) n bildet eine gerade Abstumpfung der Kante $P : M$, so dafs $n : P = n : M = 135^\circ$,
- 4) $y : P = q : k = 99^\circ 6'$; und $x : P = r : k = 128^\circ 41'$,
- 5) $T : M = z : k = 120^\circ$,
- 6) $o : T = n : y = 96^\circ 25'$,
- 7) $o : z' = n' : q = 125^\circ 31'$.

Nachdem der Begründer der Zonenlehre in vieljährigem Studium »die verborgenen Eigenschaften« des Feldspaths-systems entwickelt, leitet er seine letzte diesem Gegenstande gewidmete Abhandlung mit den Worten ein: »Das Feldspaths-system würde ein interessanter Gegenstand für die geometrische Betrachtung als solche bleiben, auch wenn ihm die Beziehung auf die Wirklichkeit ganz abginge«. Ob das von Weifs construirte Feldspaths-system in der Natur Begründung hat oder nicht, ob jene oben erwähnten gepaarten Kantenwinkel Bestand haben oder fallen müssen, hängt von den Fragen ab, ob das vertikale Prisma $TT' 120^\circ$ misst, ob P und x gleiche Neigung zur Vertikalaxe besitzen und ob n eine gerade Abstumpfung der Kante $P : M$ bildet. Am Feldspath, welcher von Weifs zum Prototyp mono-

kliner Krystalle aufgestellt wurde, mußte die Frage, ob schief- oder rechtwinkelige Axen naturgemäfs seyen, gelöst werden. Seltsamer Weise war gerade der Feldspath, wenngleich unter den monoklinen Mineralien das am häufigsten zu beobachtende, dennoch ein wenig glückliches Object, um die Differenz der Ansichten über die Schiefwinkeligkeit der Axen zu einem schnellen Austrage zu bringen. Es erklärt sich dies durch zwei Thatsachen. Zunächst sind genau meßbare Feldspathe eine Seltenheit. Unter den in granitischen Gesteinen auf Gängen oder in Drusen ausgebildeten Krystallen erlauben vielleicht nur einzelne elbaische genaue Messungen. Gleich selten sind Adulare mit vollkommen ebenen und glänzenden Flächen. Aufgewachsene meßbare vulkanische Feldspathe, Sanidine, haben bisher nur Vesuv und Laacher See geliefert; an letzterem Orte wird man indess in tausend Auswürflingen kaum Einen genau meßbaren Krystall finden. Hierzu tritt nun noch der Umstand, daß die Kantenwinkel auch der besten Feldspathkrystalle erheblich schwanken, wenngleich nicht alle in gleichem Maasse.

Die ersten, genauesten Messungen des Feldspaths verdanken wir Kupffer (diese Ann. Bd. XIII, 209 (1828)). Dieselben beziehen sich auf den Adular aus Tyrol. Folgende vier Winkel wurden von ihm mit großer Genauigkeit bestimmt; $T : T' = 118^{\circ} 48',6$; $T : P = 112^{\circ} 16'$; $T : x = 110^{\circ} 40' \frac{1}{4}$; $P : x = 129^{\circ} 40',8$. Es sind dieselben Winkel, welche allgemein der Berechnung der Kanten z. B. bei Miller und Des Cloizeaux zu Grunde gelegt wurden. Diese Kupffer'schen Messungen waren unvereinbar mit der schönen Theorie, welche Weifs dem Feldspathsystern zu Grunde gelegt hatte. In seinem Widerspruche gegen jene Messungen glaubte Weifs sich auf die Zwillinge von Elba berufen zu können, bei denen die Flächen P und x in ein und dasselbe Niveau zu fallen scheinen. Da nämlich die elbaischen Krystalle in Folge beginnender Verwitterung meist eine matte Oberfläche zeigen, so ist es nicht immer möglich, sich von der verschiedenen Neigung der Flächen P und x zu überzeugen. Auch hatte G. Rose einen Adu-

larzwillig (Zwillingssebene n) gemessen, dessen beide Flächen P und P $90^\circ 0',4$ mit einander bildeten. Demnach mußte an diesem Adular die Fläche n eine gerade Abstumpfung der rechtwinkligen Kante $P:M$ bilden. Ferner zeigte G. Rose, daß der Prismenwinkel beim Sanidin fast einen Grad stumpfer sey als der entsprechende des Adulars nach Kupffer, sich demnach dem von Weifs angenommenen Werthe (120°) näherte.

Die von mir über verschiedene Varietäten des Feldspaths ausgedehnten genauen Winkelmessungen gestatten für keine derselben die Beibehaltung einer jener Folgerungen von Weifs. So anziehend das Studium der Gleichheit gewisser Kanten seyn mag, welche theils derselben, theils verschiedenen Zonen angehören: eine nähere Beziehung zur Wirklichkeit hat es nicht.

Nachdem ich bereits einen Theil der folgenden Messungen ausgeführt, erhielt ich durch des Verfassers Güte die letzte Fortsetzung der Materialien zur Mineralogie Rußlands von v. Kokscharow. Dieser verdienstvolle Krystallograph unterzog seinen zahlreichen Messungen vorzugsweise Adulare aus Graubündten und aus Tyrol. Die erhaltenen Werthe stimmen sehr nahe mit den Angaben Kupffers überein; da die größte Differenz noch nicht $4'$ beträgt. Eine Vergleichung der v. Kokscharow'schen Messungen bestätigt auch die von Kupffer bereits ausgesprochene Thatsache, daß die Winkel des Adulars nicht unbedeutenden Schwankungen ausgesetzt sind. v. Kokscharow dehnte dann seine Messungen auch auf sechs einer und derselben Druse entnommene Sanidine vom Vesuv aus, wodurch sich die große Unregelmäßigkeit in der Ausbildung dieser Krystalle herausstellte.

(Hier folgt die Tabelle).

Zum Verständniß der anliegenden Tabelle, welche die von mir mittelst des Fernrohr-Goniometers gemessenen Feldspathwinkel enthält, ist zu bemerken, daß in der oberen Horizontalreihe die Kanten angegeben sind, deren Werthe



	k / P	M / o	M / P	M / T	M / x
Ber. L.	116° 1' 22"	116° 36' 27"	90	120° 14'	90°
1 L.	.	116 37	.	.	.
2 L.	.	.	.	120 14	90 2'
3 L.	.	.	.	120 13½	90 0
4 L.	.	.	.	120 16½	90 0
5 L.	90 0
6 L.	.	.	90 2'	120 16	.
7 L.	90 1½
8 L.	.	.	90 0	.	.
9 L.	.	116 40	90 0	.	.
10 L.	.	116 40	.	.	.
11 L.	.	.	90 0	120 8	.
12 L.	.	.	.	120 12	.
13 L.	116 5	.	.	120 12½	.
14 L.	.	.	.	120 15½	.
15 L.	116 4	.	90 4½	120 13½	.
16 L.	.	.	90 0	120 14	.
17 L.	.	116 34	.	120 15	.
Ber. V.	.	116 42*	90	120 22	90
18 V.	.	116 42	90 0	120 38½	.
19 V.
20 V.	.	.	90 0	120 34	.
21 V.	.	.	90 3	.	.
22 V.
23 V.
24 V.	.	.	.	120 44	.
25 V.
26 V.	.	.	90 4	.	.
27 V.

Win

L. = Laach; V. = Vesuv; P. = Peru; R.

T	M/x	M/z	n/P	n/T	n/z	o/o'	o/P	o/T
	90°	150° 13' 56"	135° 17' 45"	128° 34' 50"	139° 56' 4"	126° 47' 6"	124° 36' 12"	123° 7' 18"
	.	150 13
	90 2'
$\frac{1}{2}$	90 0
$\frac{1}{2}$	90 0
	90 0

	90 1½
	.	150 14½	135 16	128 38	139 55½	.	.	.
	124 36	.

$\frac{1}{2}$
$\frac{1}{2}$
$\frac{1}{2}$

	90	150 21 50	135 8 21	128 39 13	.	126 39 0	124 37 55	123 9 5
	124 57½	122 49½
	126 16	.	123 18½

	124 44½	.

	.	150 26	124 42	.

X

Winkel der Feldspathkrystal

= Laach; V. = Vesuv; P. = Peru; E. = Elba; Z = Zillerthal; Zw. = Zwillin

α / α'	α / P	α / T	α / x	α / y	α / z	P	
6''	126 47' 6''	124 36' 12''	123 7' 18''	153 23' 33''	140 46' 46''	124 58' 21''	112
.	.	.	.	140 45 $\frac{1}{2}$.	.	112
.	112
.	.	.	153 28	.	.	.	112
.	112
.	112
.	124 36	.	153 22 $\frac{1}{2}$.	.	.	112
.	.	.	153 23	140 20	.	.	112
.	112
.	112
.	112
.	112
.	112
.	112
126 39 0	124 37 55	123 9 5	153 18	140 43 52	125 0 49	.	112
.	124 57 $\frac{1}{2}$	122 49 $\frac{1}{2}$	153 19	140 44 $\frac{1}{2}$.	.	112
126 16	.	123 18 $\frac{1}{2}$.	140 33	125 21	.	112
.	112
.	112
.	124 44 $\frac{1}{2}$.	.	.	125 3	.	112
.	112
.	112
.	124 42	.	153 17 $\frac{1}{2}$.	125 10	.	112

pathkrystalle.

hal; Zw. = Zwilling; Ad. = Adular; Be. = Berechnet.

α / z	P / T	P / x	P / y	P / z	r / T	$r /$
124° 58' 21"	112° 16' 30"	129° 25' 54"	99° 29' 2"	102° 34' 52"	121° 51' 30"	166° 5'
"	"	"	"	"	"	"
"	"	129° 27'	"	"	"	"
"	112° 15'	129° 32'	"	"	"	"
"	"	"	"	"	"	"
"	"	129° 27'	"	"	"	"
"	112° 16' $\frac{1}{2}$	"	"	"	"	"
"	"	128° 48' $\frac{1}{2}$	"	"	"	"
"	112° 18'	"	"	102° 37'	"	"
"	"	129° 24'	"	"	"	"
"	"	129° 21'	99° 3'	"	"	"
"	112° 19'	"	99° 18'	"	"	"
"	"	"	"	"	"	"
"	112° 21'	"	"	"	"	"
"	"	"	"	"	"	"
"	112° 18'	"	"	"	"	"
"	112° 15'	"	"	"	"	"
"	"	"	"	"	"	"
125° 04' 9"	112° 13'	129° 30' 15"	99° 34' 6"	"	121° 46' 12"	166° 5'
"	"	129° 54'	"	"	"	"
125° 21'	"	"	99° 47'	"	"	"
"	112° 13'	"	"	"	121° 23'	167° 5'
"	"	129° 38' $\frac{1}{2}$	99° 48'	"	"	"
"	112° 13'	"	"	"	"	"
125° 3'	"	129° 39'	"	"	"	"
"	"	"	"	"	"	"
"	112° 12'	129° 43'	"	"	"	"
"	"	129° 40'	"	"	"	"
125° 10'	"	129° 44' $\frac{1}{2}$	"	"	"	"

Winkel der Feldspathkrystalle.

= Peru; E. = Elba; Z = Zillerthal; Zw. = Zwilling; Ad. = Adular; Be. = Berechnet.

o/T	o/x	o/y	o/z	P/T	P/x	P/y	P/z	r/T	r
123° 7' 18"	153° 23' 33"	140° 46' 46"	124° 58' 21"	112° 16' 30"	129° 25' 54"	99° 29' 2"	102° 34' 52"	121° 51' 30"	166°
.	.	140° 45½"
.	129° 27'
.	.	.	.	112° 15'	129° 32'
.	153° 28'
.	129° 27'
.	.	.	.	112° 16½"
.	128° 48½"
.	.	.	.	112° 18'	.	.	102° 37'	.	.
.	153° 22½"	.	.	.	129° 24'
.	153° 23'	140° 20'	.	.	129° 21'	99° 3'	.	.	.
.	.	.	.	112° 19'	.	99° 18'	.	.	.
.
.	.	.	.	112° 21'
.
.	.	.	.	112° 18'
.	.	.	.	112° 15'
.
123° 9' 5"	153° 18'	140° 43' 52"	125° 0' 49"	112° 13"	129° 30' 15"	99° 34' 6"	.	121° 46' 12"	166°
122° 49½"	153° 19'	140° 44½"	.	.	129° 54'
123° 18½"	.	140° 33'	125° 21'	.	.	99° 47'	.	.	.
.	.	.	.	112° 13'	.	.	.	121° 23'	166°
.	129° 38½"	99° 48'	.	.	.
.	.	.	.	112° 13'
.	.	.	125° 3'	.	129° 39'
.
.	.	.	.	112° 12'	129° 43'
.	129° 40'
.	153° 17½"	.	125° 10'	.	129° 44½"

[illegible]

crystalle.

= Zwilling; Ad. = Adular; Be. = Berechnet.

	P/T	P/x	P/y	P/z	r/T	r/x	r/y	T/T'	T'
21	[*] 112 16 30"	129 25 54"	99 29 2"	102 34 52"	121 51 30"	166 53 23"	163 9 45"	[*] 119 32 0"	111
	119 33	
	.	129 27	110
	112 15	129 32	119 32	111
	119 27½	111
	.	129 27	
	112 16½	119 31½	
	.	128 48½	
	112 18	.	.	102 37	.	.	.	119 29½	
	.	129 24	
	.	129 21	99 3	119 38	
	112 19	.	99 18	119 41	
	119 32	
	112 21	119 33½	
	
	112 18	119 33½	
	112 15	
	119 35	
49	[*] 112 13	129 30 15	99 34 6	.	121 46 12	166 53 55	163 9 56	[*] 119 16	110
	.	129 54	
	.	.	99 47	119 17½	
	112 13	.	.	.	121 23	167 55	163 5	118 55	
	.	129 38½	99 48	
	112 13	118 55	
	.	129 39	
	119 21	
	112 12	129 43	118 58	110
	.	129 40	
	.	129 44½	

T/T'	T/x	T/y	T/z	y/z	x/y	x/z
$119^{\circ} 32' 0''$	$111^{\circ} 2' 0''$	$134^{\circ} 41' 40''$	$150^{\circ} 0' 4''$	$113^{\circ} 50' 20''$	$150^{\circ} 3' 8''$	$101^{\circ} 54' 9''$
119 33	.	134 42	150 0	$113 51\frac{1}{2}$.	.
.	$110 58\frac{1}{2}$.	.	.	150 0	.
119 32	111 2	.	.	.	150 2	.
$119 27\frac{1}{2}$	111 4
.
$119 31\frac{1}{2}$
.	150 12	.
$119 29\frac{1}{2}$
.	150 2	.
119 38	.	134 45	.	.	$149 44\frac{1}{2}$.
119 41	.	134 42
119 32
$119 33\frac{1}{2}$
.	.	134 42
$119 33\frac{1}{2}$
.
119 35	.	134 44

$119^{\circ} 16'$	110 58 9	134 34 48	150 0 10	113 43 14	150 3 51	.
.	.	134 16	.	.	$149 59\frac{1}{2}$.
$119 17\frac{1}{2}$.	$134 32\frac{1}{2}$	150 1	113 43	.	.
118 55	.	134 16	.	.	151 1	.
.	150 2	.
118 55
.
119 21
118 58	110 44
.
.	101 53

	k/P	M/n	M/o	M/P	M/T	M/z	n/P
		$134^{\circ}51'39''$	$116^{\circ}42'0''$.	$120^{\circ}22'$	$150^{\circ}21'50''$	$135^{\circ}8'$
28 V.	.	.	116 44
29 V.	.	.	116 47	.	120 25	.	.
30 V.
31 V.	.	134 46	.	90 0	120 25	.	135 14
32 V. Zw.	.	.	116 40	.	120 30	.	.
33 V. Zw.
34 V. Zw.	.	.	.	90 0	.	.	.
35 V. Zw.
36 V. Zw.
37 V. Zw.
38 V. Zw.	120 25	.	.
39 P.	150 6	135 10
Ber. E.	$116^{\circ}2'20''$.	$116^{\circ}47'0''$.	120 32	.	.
40 E.	.	.	116 50	.	120 31	.	.
41 E.	$120 32\frac{1}{2}$.	.
42 E.	116 3
43 E.
44 E.	120 34	.	.
45 E.
46 E.
47 E.
48 E.
49 E. Zw.	.	.	116 3	.	$120 32\frac{1}{2}$.	.
50 E. Zw.
Ber. Ad.
51 Z.
52 Z.
53 Z.
54 Z.
55 Ad. Zw.

Winkel

[illegible]

Winkel der Feldspathkrystalle.

Fortsetzung.

o/y	o/z	P/q	P/T	P/x	q/T	q/x	T/T'	T/x	T/y	T'
140° 43' 52"	125° 0' 49"		112° 13' 0"	129° 30' 15"	.	.	119° 16' 0"	110° 58' 9"	134° 34' 48"	150°
140 53	124 58		119 16	.	134 20	150 1
.	119 17	111 2	.	.
.	124 50		.	129 43
.	.		112 14	.	.	.	119 10½	.	.	150
.
.
140 44	.		.	129 38
.	.		.	129 39
.	.		.	129 54
.
.	119 20½	.	.	.
.	119 13	.	.	149 5
.	.		112 13 0	129 44 30	.	.	118 56 0	110 41 32	.	.
.	118 52½	.	.	.
.	.		112 14	.	.	.	118 55	.	.	.
.	.		112 12	.	.	.	118 59	110 50	.	.
.	.		.	129 52	.	.	119 6	110 41	.	.
.	.		.	129 36	.	.	118 51½	.	.	.
.	.		.	129 47	.	.	118 49	110 32	.	.
.	.		.	129 49	.	.	119 22½	110 32	.	.
.	.		.	129 43	.	.	118 59	110 39	.	.
.	.		112 18	.	.	.	118 53	.	.	.
.	.		112 11	129 54	.	.	118 53	110 39	.	.
.	.		112 13	.	.	.	118 56	.	.	.
.	.	146° 8' 53"	112 12 40	129 43 26	96 42 22	163 34 33	118 47 0	110 40 40	.	.
.	.	.	112 17	129 50	.	.	118 43	110 40	.	.
.	.	146 0	112 16	129 42½	96 57	163 43	118 42	110 52	.	.
.	.	146 10	112 13	129 50	96 50	163 40	118 47½	110 38	.	.
.	.	.	112 12	129 43
.	.	.	.	129 44

Zwillinge parallel n (Baven. Gesetz)										Z
T/y	T/z	x/y	x/z	M/P	o/o	o/P	P/P	y/y		
134° 34' 48"	150° 0' 10"	.	101° 50' 7"	179° 43' 18"	170° 15' 12"	116° 05' 58"	89° 43' 18"	166° 28' 2"		
134 20	150 1½		
.		
.	.	.	101 44		
.	150 0		
.	169 27	.	89 25	.		
.	169 57½	116 28	89 50½	.		
.	150° 24'	.	.	179 30	.	.	89 30	166 20		
.	.	.	.	179 30	.	.	89 30	.		
.	169 45	.	89 31½	.		
.	89 42	.		
.	(89 36)	.		12
149 50		
.		12
.		
.		
.		
.		
.		
.		
.		12
.		12
.	89 52 42	.		
.		
.		
.		
.		
.	89 48	.		

ung.

[illegible]

Zwillinge parallel <i>n</i> (Baven. Gesetz)					Zwillinge paral. <i>k</i> (Carlsb. Ges.)			
<i>M/P</i>	<i>o/o</i>	<i>o</i>	<i>P</i>	<i>P/P</i>	<i>y/y</i>	<i>P/P</i>	<i>x/x</i>	<i>P/x</i>
179 43 18"	170 15 12"	116 40 58½"	89 43 18"	166 28 2"	.	.	.	
.	
.	
.	
.	169 27	.	89 25	
.	169 57½	116 28	89 50½	
179 30	.	.	89 30	166 20	.	.	.	
179 30	.	.	89 30	
.	169 45	.	89 31½	
.	.	.	89 42	
.	.	.	(89 36)	.	127 55	.	.	
.	
.	127 55 20	131 33 40	178 31 22	
.	
.	
.	
.	
.	
.	
.	
.	128 6	131 31	{ 178 8	
.	128 8	.	{ 178 21	
.	
.	.	.	89 52 42	
.	
.	
.	
.	
.	.	.	89 48	

o
a
a
h
n
o
f
o
n
s
h
o
f
h
V
i
f
h
d
n
is
n
r
st
S
li
is
at
E
n
d
la
n

V

in den darunter stehenden Vertikalreihen folgen. Ueber den gemessenen Krystallen von jeder Oertlichkeit (Laach = L., Vesuv = V. (Peru = P.), Elba = E., Zillerthal = Z. = Ad.) stehen die für die Krystalle des betreffenden Vorkommens berechneten Kantenwerthe. Ber. L. bedeutet die nach den am sichersten bestimmten Laacher Winkeln für dieses Vorkommniß berechneten Werthe. Die den betreffenden Rechnungen zu Grunde liegenden drei Winkel sind durch einen Asterisk bezeichnet. Die berechneten Winkelreihen sind von den Messungsreihen auch dadurch zu unterscheiden, daß sie die Werthe in Sekunden angeben. Die berechneten Werthe für den Adular sind mit Ausnahme der Kanten $P:q$, $q:T$, $q:x$, welche bei v. Kokscharow fehlen, dem verdienstvollen Werke dieses Forschers entlehnt. Da man bei v. Kokscharow nicht ersehen kann, welche Winkel der Adular-Rechnung zu Grunde liegen, so fehlen in dieser Reihe die Asteriske.

Der alphabetisch geordneten Reihe der Kantenwinkel für einfache Krystalle folgen auf der Fortsetzung der Tabelle die Kanten der Zwillingkrystalle und zwar zunächst derjenigen, bei welchen n die Zwillingsebene bildet (Bavenoër Gesetz), dann derjenigen bei denen k Zwillingsebene ist (Carlsbader Gesetz). — An den in den Tabellen aufgenommenen Krystallen wurden stets alle mit Hülfe des Fernrohrgoniometers gut meßbaren Winkel bestimmt. Die Krystalle 1—17 sind Laacher Sanidine, 18—38 sind Vesuvische Sanidine (sog. Eisspath), darunter 32—38 ausgezeichnete Zwillingkrystalle nach dem sog. Bavenoër Gesetze gebildet. 39 ist ein zierlicher Zwillingkrystall (parallel P) von Sanidin aus einem Trachyte Peru's. Die Nummern 40—50 sind Elbaische Krystalle, darunter die beiden letzten Zwillinge nach dem Carlsbader Gesetze. 51—54 sind Adulare aus dem Zillerthal, Tyrol, endlich 55 ein ausgezeichneter Adular-Zwilling nach dem Bavenoër Gesetze aus der *Val Piora* nahe dem *St. Gotthard*.

Die Messungen, welche ich an den Krystallen von Laach, Vesuv, Elba, Tyrol anstellte, ließen bald erkennen, daß,

wenn auch die Krystalle ein und desselben Fundorts erheblichen Schwankungen unterworfen sind, dennoch diejenigen der verschiedenen Fundorte in ihren mittleren Werthen so bedeutend von einander abweichen, daß denselben nicht gleiche Axenelemente untergelegt werden können.

a ist die Längs-, b die Quer-, c die Vertikalaxe. Axe a ist so gelegt, daß die Flächen P und x gleiche Theile auf derselben abschneiden. So ergeben sich folgende Axen- und Winkelwerthe:

Sanidin von Laach

$$a : b : c = 0,582864 : 1 : 0,275344,$$

$$\text{Axenwinkel} = 90^\circ 54' 12'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 63^\circ 58' 38'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 27' 16''.$$

Sanidin vom Vesuv.

$$a : b : c = 0,585986 : 1 : 0,276365,$$

$$\text{Axenwinkel} = 90^\circ 54' 30\frac{1}{2}'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 64^\circ 0' 32'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 29' 43''.$$

Feldspath von Elba.

$$a : b : c = 0,58994 : 1 : 0,276749,$$

$$\text{Axenwinkel} = 91^\circ 6' 35'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 63^\circ 57' 40'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 46' 50''.$$

Adular aus Tyrol.

$$a : b : c = 0,591705 : 1 : 0,277678,$$

$$\text{Axenwinkel} = 91^\circ 7' 3'',$$

$$\text{Neigung von } P \text{ zur Axe } c = 63^\circ 56' 46'',$$

$$" \quad " \quad x \quad " \quad " \quad " = 65^\circ 46' 40''.$$

Aus dieser Zusammenstellung ergibt sich, daß bei gleichen Axen b die beiden anderen Axen ihre kleinsten Werthe haben bei den Laacher Krystallen, ihre größten bei dem Adular, daß aber die Differenzen in der Länge der Axe c um Vieles geringer sind als diejenigen für a . Die Axenwinkel für den Sanidin vom Vesuv und von Laach sind fast gleich; doch verschieden von denjenigen der Krystalle von Elba und aus Tyrol, welche untereinander gleichfalls beinahe

gleich sind. Trotz des ungefähr gleichen Axenwinkels der Sanidine sind die relativen Neigungen von P und x zur Vertikalaxe verschieden. Für Laach misst die Kante $P : x = 129^\circ 25' 54''$, für Vesuv $= 129^\circ 30' 15''$. Die relativen Neigungen von P und x sind für Elba und Tyrol fast gleich, indem Kante $P : x$ für Elba $= 129^\circ 44' 30''$, für Tyrol $129^\circ 43' 26''$. Die Neigung $P : \text{Axe } c$ stimmt überhaupt sehr nahe überein in allen Vorkommnissen, um so verschiedener ist aber die Neigung von x zur Axe c . Die Beziehungen in den Winkelwerthen der verschiedenen Feldspathe prägen sich vielleicht noch deutlicher als durch obige Angaben in folgenden wichtigen Kantenwinkeln aus

	$o : M$	$P : T$	$T : T'$
Laach	116° 37	112° 16 $\frac{1}{2}$	119° 32
Vesuv	116 42	112 13	119 16
Elba	116 47	112 13	118 56
Tyrol	116 52	112 12 $\frac{1}{2}$	118 47.

Die von mir gemessenen Laacher Sanidine entstammen, mit Ausnahme von No. 9, ein und demselben Stücke, einem Auswürflinge, welcher ein feinkörniges Gemenge von farblosen Sanidin, blauem Häüyn, schwarzem Augit, Magneteisen, Titanit darstellt. Die zuletzt genannten Gemengtheile sind in nur sehr geringer Menge vorhanden. Das Gestein umschließt kugelige oder eiförmige, bis $\frac{1}{2}$ Zoll große Drusen, welche Sanidin in trefflich ausgebildeten Krystallen enthalten. Die Drusenwandung wird zunächst bekleidet von kleinen blafsblauen Häüyn-Krystallen (Combination des herrschenden Dodecaëders mit untergeordnetem Würfel), auf denen die Sanidine aufgewachsen sind. Ist die Druse sehr klein, so beobachtet man zuweilen, daß ein einziger Sanidin die häüynbekleidete Druse erfüllt. Andere kleine Drusen beherbergen zierlichste Augite nebst Titaniten. Es zeigen sich demnach hier dieselben Mineralien in der Grundmasse wie in der Druse, deren Ausfüllung in diesem Falle nicht einem wesentlich späteren Vorgange zugeschrieben werden kann. Indem ich die Mittheilung der chemischen Zusammensetzung der Sanidine dieses Auswürflings weiter unten geben werde,

sey hier noch eine Bemerkung über die Drusen der Laacher Blöcke gestattet. In den im eigentlichen und engeren Sinne vulkanischen Gesteinen erklären sich die Drusen leicht und einfach durch sich entwickelnde Gase. Weniger leicht ist die Erklärung der Drusen in den zuweilen ganz grobkörnigen fast granitähnlichen Aggregaten von Laach. Durch ihr körnigdrusiges Gefüge erinnern sie in der That an gewisse Granite (z. B. denjenigen von *Brusin piano* am Luganer See, vom *Mulatto* in Tyrol, an manche sog. jüngere Granite Norwegens usw.). Die Drusen und Hohlräume der Laacher Steine, wie sie sehr verschiedenartige Formen und Wandungen besitzen, sind unzweifelhaft auch verschiedener Entstehung. Die meisten sind gewiß ursprünglicher Bildung, durch Contraction der Steinmasse oder die Entwicklung von Gasen entstanden, andere aber sind späterer Entstehung, eine Folge des Aussammelns leichter schmelzbarer Gemengtheile.

Bei der großen Neigung zur Zwillingsbildung, welche der Feldspath fast in allen Formen seines Vorkommens zeigt, verdient es hervorgehoben zu werden, daß bisher der Sanidin zu Laach nur in einfachen Krystallen beobachtet worden ist. Weder die im sog. Laacher Trachyt eingewachsenen, noch die in den Sanidingesteinen ein- oder aufgewachsenen Krystalle sind bisher zu Zwillingen verwachsen gefunden worden. Die an den Laacher Krystallen beobachteten Flächen sind in der Fig. 6 dargestellt: *T*, *z*, *M*, *k*, *P*, *x*, *y*, *n*, *o*, deren krystallographische Formeln als bekannt vorausgesetzt werden dürfen.

Der Krystall 1 ist einer der bestgebildeten von allen. Die Abweichungen der gemessenen von den berechneten Winkeln überschreiten kaum 1°. Die Flächen *MM'* gehen einander vollkommen parallel, und die Neigung von *y* zu jenen wurde = 90° gefunden.

Krystall 2 zeigt außer den gemessenen Flächen noch sehr schmal und etwas gerundet *o*, *n*, *z*. Dieser Krystall, wenngleich, wie die Messungen zeigen, gut gebildet, verräth

eine kleine Störung in Betreff einer Kante $M : x$; während P beiderseits genau rechte Winkel mit M bildet.

Krystall 3 zeigt die Kante P/x , eine der variabelsten des Feldspaths, um $6'$ stumpfer als der Normalwerth; dem entsprechend ist die Kante $P : T$ etwas schärfer.

Noch eine größere Abweichung in der Lage der Schiefendflächen zeigt der Krystall 7, welcher leider außer M, P, x, y keine meßbaren Flächen aufweist. Hier ist die Kante x/y um $9'$ zu stumpf. P/x um $39\frac{1}{2}'$ zu scharf. Krystall 8 ist der einzige unter den Laacher Sanidinen, an welchem ich die wichtige Fläche n meßbar fand. Beim Adular scheint n niemals meßbar gefunden worden zu seyn. Kupffer berechnete aus seinen 3 Fundamental-Messungen $P : n = 135^\circ 3' 27''$; Kokscharow $= 135^\circ 3' 39''$. G. Rose maß die nebeneinander liegenden Flächen $P : P$ eines Adularzwillings, und fand, wie bereits oben angegeben, die Kante noch nicht eine halbe Minute vom rechten Winkel verschieden, »welchen Unterschied man also wohl als durch einen Beobachtungsfehler hervorgebracht, ansehen darf.« Stumpft in der That n beim Adular die Kante P/M gerade ab, so ist es das einzige Beispiel für eine solche Abstumpfung einer ungleichflächigen Kante. »Es giebt indess auch Krystalle, fährt G. Rose (1829) fort, bei denen die Neigung der Flächen n gegen einander nicht rechtwinklig ist. Diefs sind die Krystalle des sogenannten glasigen Feldspaths vom Vesuv und vom Laacher See.« An einem vesuvischen Krystall wurde von ihm gemessen $M : n = 134^\circ 43'$ (demnach $P : n = 135^\circ 17'$). Kokscharow maß (Materialien Bd. V, S. 148) an vier vesuvischen Krystallen die Kante $P : n = 135^\circ 14', 135^\circ 17', 135^\circ 15', 135^\circ 15'$. Wenn demnach der von diesem ausgezeichneten Krystallographen berechnete Werth $135^\circ 23' 57''$ beträgt, so könnte man vermuthen, daß die zur Berechnung genommenen Winkel nicht glücklich ausgewählt sind. Da die oben angegebenen Messungen für $P : n$ zu den am besten übereinstimmenden gehören, so hätten sie bei der Berechnung berücksichtigt werden müssen. Welche Winkel Hrn. v. K o k-

scharow bei der Berechnung der Axenelemente gedient haben, ist leider nicht zu ersehen.

Am Laacher Sanidin ist, wie die Messung lehrt, n eine schiefe Abstumpfung der Kante P/M . Der gefundene Werth stimmt so gut mit dem berechneten Laacher Winkel überein, daß die Abweichung vom rechten Winkel unmöglich einer Störung zugeschrieben werden kann, um so weniger, da alle gemessenen Kanten dieses Krystalls sehr nahe mit den Normalwerthen übereinstimmen. Wenn demnach der Sanidin Zwillinge bildet parallel n , so können PP , MM ein rektanguläres Prisma nicht bilden, wie es beim Adular sehr angenähert der Fall ist.

Krystall 9 ist sehr gut gebildet, und konnte mit zwei Fernrohren gemessen werden.

Krystall 10, obgleich dem äußeren Ansehen nach vollkommen gebildet, läßt eine erhebliche Störung erkennen. Derselbe ist an einem Ende verbrochen, und läßt nur zwei Flächen T sehen, welche sich mit y schneiden. Die Vergleichung der acht in der Tabelle angeführten Winkel läßt erkennen, daß die Flächen P , x , M , o gegen einander ungefähr die normale Lage haben, auch TTy zu einander nicht bedeutend gestört sind (es berechnet sich der Winkel, unter welchen y auf Kante T/T' aufgesetzt ist $= 144^\circ 32'$, während derselbe aus den Normalwinkeln folgt $= 144^\circ 29' 36''$). Die Störung betrifft vielmehr die relative Lage der Flächen-Gruppe Pxo gegen die Gruppe TTy . Um dies zu bewahrheiten, maafs ich noch den Winkel P/T über o und fand ihn $= 67^\circ 28\frac{1}{2}'$, während der Normalwinkel $67^\circ 43\frac{1}{2}'$ betragen würde.

Bei dem Krystall 11 besitzt die Prismenkante einen so stumpfen Winkel, wie ich ihn an keinem anderen Feldspathe gefunden habe; demgemäfs ist auch der Winkel M/T der kleinste in der Tabelle. Der Krystall läßt gleichfalls eine Störung erkennen, wenngleich anderer Art als der vorige; indem er zu beiden Seiten der Axenebene (ac) unsymmetrische Neigungen besitzt. $P:M$ und $y:M$ wurden zwar genau $= 90^\circ$ gefunden (x tritt nur als schmale Linie

auf). P neigt sich zum rechtsliegenden $T = 112^\circ 27\frac{1}{2}'$; zum linken $T' = 112^\circ 19'$. $T : M = 120^\circ 1\frac{1}{2}'$; $T' : M = 120^\circ 8'$. Endlich sind auch die Winkel, unter denen y auf die Flächen T , T' aufgesetzt sind, um einige Minuten verschieden. Aehnliche Abweichungen vom Symmetrie-Gesetze kommen nicht ganz selten vor: dieselben sind aber ganz unregelmäßig und können unmöglich einen Zweifel an dem monoklinen Charakter des Feldspathsystems aufkommen lassen. Zu gleichem Resultat sind schon früher G. Rose und Kupffer und jüngst v. Kokscharow gelangt. An dem in Rede stehenden Krystall verdient auch noch die erhebliche Abweichung der Kante $P : y$ von ihrem Normalwerth hervorgehoben zu werden.

Krystall 13 zeichnete sich dadurch aus, dafs die seltene Fläche k mefsbar war und so die Neigung $P : k$ sich direct messen liefs. Berechnet man diesen Winkel aus den beiden gemessenen Kanten $P : T$ und $T : T'$, so erhält man $116^\circ 6'$, d. h. nur eine einzige Minute von dem gemessenen Werthe verschieden.

Krystall 15 zeigt eine ähnliche Unsymmetrie wie 11. Genau mefsbar erwiesen sich nur die beiden vorderen TT' , P , k und das zur Rechten liegende M . P neigt sich hier etwas zur Rechten hinab. Die Kante $P : T = 112^\circ 18'$, $P : T' = 112^\circ 15'$. Die folgenden in der Tabelle aufgeführten Krystalle von Laach lassen keine auffallenden Störungen der gemessenen Kanten erkennen.

Aufser den in der Tabelle verzeichneten Messungen habe ich an sechs Krystallen noch folgende Kanten gemessen:

- 1) $T : T' = 119^\circ 33'$ $M : T = 120^\circ 13'$
- 2) $T : M = 120^\circ 20'$ $P : T = 112^\circ 21'$ $P : T' = 112^\circ 20'$
- 3) $P : T = 112^\circ 17'$ $P : T' = 112^\circ 19'$
- 4) $P : T = 112^\circ 19'$ $P : T' = 112^\circ 18'$
- 5) $T : T' = 119^\circ 32'$ $M : T = 120^\circ 15'$
- 6) $T : T' = 119^\circ 32'$ $P : x = 129^\circ 23\frac{1}{2}'$.

Eine Vergleichung der in der Tabelle aufgeführten Messungen an Laacher Sanidinen (mit Ausnahme von No. 9 demselben Stücke entnommen), lehrt in augenscheinlichster

Weise die Schwankungen in der Neigung der Kanten kennen. Auch ist ersichtlich, daß davon namentlich die Kante $P:x$ sowie $T:T'$ betroffen werden. Es darf hier an die Worte Neumann's («das Krystallsystem des Albites und der ihm verwandten Gattungen», Abh. d. Akad. d. Wiss. 1830, S. 191) erinnert werden: »Wäre die Beständigkeit der Flächenneigungen erwiesen, so würde es schwerer seyn, sie zu begreifen, als die Veränderlichkeit, der sie, wie alle physikalischen Eigenschaften der Körper unterliegen; es setzte eine krystallinische Kraft voraus, die unendlich groß wäre gegen alle mitwirkenden Kräfte bei der Bildung der Krystalle, der Schwere, Adhäsion etc. und dann würde man doch nicht begreifen, wie zwei mit einander verwachsene Krystalle sich in ihrem Fortwachsen nicht hindern und stören sollten«. Der scharfsinnige Forscher machte schon damals (1830) die Bemerkung: »es scheint im Feldspathsystem vorzüglich die Neigung $T:T'$ zu variiren, mehr als die Neigung der übrigen Flächen«. Die Wahrheit dieser Worte wird sich bei dem Studium der Winkel vesuvischer und elbaischer Krystalle noch mehr bewähren.

18 ist ein herrlicher vesuvischer Krystall, 4 bis 5^{mm} groß, mit den Flächen M, P, x, oo', y , einer Fläche T auf der hintern Seite, und äußerst schmal r . Der Krystall ist vorzüglich gebildet, denn ich fand genau gleiche Werthe für $o:x$ und $o':x$, $o:P$ und $o':P$, $o:y$ und $o':y$. Durch seine Winkel charakterisirt sich dieser Krystall sogleich als ein vesuvischer Sanidin, und entfernt sich von den Laacher Krystallen. Die Prismenkante $T:T'$ (berechnet aus der Messung für $T:M$) = $118^{\circ} 43'$ ist viel weniger stumpf als der Normalwerth für Laach; sie stimmt fast mit dem entsprechenden Adular-Winkel. $P:x$ ist um einen halben Grad stumpfer als der Laacher Normalwinkel. Eine gleich stumpfe Kante $P:x$ beobachtet man niemals bei Laach, wohl aber beim Adular, sowie an den Krystallen von Elba und anderen vesuvischen. Sehr bemerkenswerth erscheint mir nun, daß Kante $P:T$ bei Krystall 15 wenig abweicht vom Normalwerth; wie überhaupt diese Kante die constanteste

bei allen Feldspath-Varietäten ist. Demgemäß ist auch die Neigung $P:k$ oder zur Vertical-Axe ein fast constantes Element im Feldspathsystem. Wir berechnen für unsere Krystalle aus $P:M=90^\circ$, $P:T=112^\circ 13'$; $M:T=120^\circ 38\frac{1}{2}'$ jene Neigung $P:k=116^\circ 4'$ und erinnern uns, daß dieser Winkel beim Adular nach Kupffer $116^\circ 7'$ beträgt, nach v. Kokscharow $116^\circ 3\frac{1}{4}'$, nach G. Rose für den vesuvischen Sanidin $116^\circ 5\frac{9}{10}'$, nach v. Kokscharow für den Sanidin von gleichem Fundorte $116^\circ 9'$ (gewiß um einige Minuten zu groß). Während die Neigung von P zur vertikalen Axe nicht wesentlich oder gar nicht verändert ist im Vergleiche zu den Laacher Sanidinen, ist x und zugleich y erhoben. Der Krystall 18 lehrt also, daß der Unterschied in den Kantenwinkeln zwischen Sanidin und Adular kein völlig durchgreifender ist.

Wenngleich Krystall 19 in Bezug auf seine Flächenbeschaffenheit wohl gebildet erscheint, so beweisen dennoch die in der Tabelle angeführten neun Winkel, daß er ganz abnorm gestaltet ist. Es wurde nämlich bereits oben hervorgehoben, daß die Neigung von P zur Vertikalaxe bei den verschiedenen Feldspath-Varietäten ein relativ constantes Element bilde. An unserem Krystall 19 berechnet sich aus den Messungen $T:T=119^\circ 17\frac{1}{2}'$, $y:T=134^\circ 32\frac{1}{2}'$ und $P:y=99^\circ 47'$ jene Neigung $=64^\circ 44\frac{1}{2}'$, demnach $P:k=115^\circ 15\frac{1}{2}'$; eine für diese Kante ganz unerhörte Störung. Eine Vergleichung der gemessenen Kanten ergibt, daß sie weder mit den vesuvischen noch mit den Laacher Sanidin-Winkeln, noch auch mit denjenigen des Adulars übereinstimmen. In Bezug auf letztere bildet die Kante $o:o'$ eine Ausnahme, welche mit dem von v. Kokscharow aus seinen Messungen am Adular berechneten Werth $126^\circ 16'$ genau übereinstimmt (Kupffer's Elemente ergeben $126^\circ 14'$). Die Constanz der Combinations-Kante beider verticalen Prismen, welche sowohl an unserm gestörten Krystall als auch zufolge der Angaben von Kupffer, G. Rose, v. Kokscharow besteht, könnte auch auf den ersten Blick überraschen. Sie geht aber einfach aus der Thatsache hervor, daß bei

der Variabilität der Kante $T:T'$ das Verhältniß, in welchem das Prisma z zu T steht, nicht gestört wird, oder mit andern Worten: das Gesetz der rationalen Avenschnitte bleibt trotz jener Veränderlichkeit der Kante $T:T'$ bestehen. Man findet nämlich für die beiden äußersten Werthe $T:T'$, welche die Tabelle aufweist, das Maafs der Combinationskante $T:z$ identisch:

$$T:T' = 119^\circ 41' \text{ ergibt Kante } T:z = 150^\circ \frac{1}{2}'$$

$$T:T' = 118^\circ 42' \quad \text{„} \quad \text{„} \quad \text{„} = 150^\circ \frac{1}{2}'.$$

Obgleich demnach die Kante $T:z$ die beständigste des ganzen Feldspathsystems ist, so ist sie doch durchaus werthlos für die Berechnung der Axenelemente dieses Systems. — Es soll indeß nicht geleugnet werden, daß es Störungen anderer Art gibt als die berührten, welche auf den Werth der Kante $T:z$ ihren Einfluß üben: wie z. B. v. Kokscharow diese Kante an einem Krystall = $149^\circ 51'$ maafs. Störungen der letztern Art, welche die Rationalität der Avenschnitte tangiren, sind geradezu als Unvollkommenheiten im Krystallbau zu bezeichnen. Mit Rücksicht auf die Anomalie des Krystalls 19 schien es besonders wünschenswerth zu ermitteln, ob derselbe vollkommen symmetrisch gebildet sey. In der That ist dieß der Fall; ich fand nämlich die Kante $y:T$ genau gleich $y:T'$.

Krystall 20 zeigt die seltene Fläche $r = (\frac{3}{5}a':c:\infty b)$ deutlich und sehr gut meßbar. Dieselbe wurde von Weiss 1820 aufgefunden („Ueber mehrere neu beobachtete Krystallflächen des Feldspaths“, Abh. Akad. d. Wiss.) an einem Krystall vom Pudelberg bei Stonsdorf, Schlesien, und ihre Formel aus der Thatsache abgeleitet, daß sie in eine Zone $z:o$ fällt. Da an unserm Krystall z und o nicht vorhanden, so läßt sich jene Zone nicht beobachten. Der Krystall ist symmetrisch ausgebildet, es wurden nämlich $P:T$ und $P:T'$, $r:T$ und $r:T'$ gleich und $y:T$ und $y:T'$ fast vollkommen gleich gefunden. In der Zone der Endflächen finden sich indeß auf der hintern Seite erhebliche Störungen, während P seiner normalen Lage sehr nahe kommt. Wir berechnen die Neigung von P zur Verticalaxe $63^\circ 57\frac{1}{2}'$

(zu Grunde legend die Messungen $P:T=112^{\circ}13'$ und $P:T'=118^{\circ}55'$); Laacher Normalwinkel $=63^{\circ}58'38''$. Die Tabelle läßt nun sogleich erkennen, daß die Flächen x, y, r in ihrer Lage eine sehr befriedigende Uebereinstimmung zeigen mit den unter Annahme der Axenschiefe $0^{\circ}54'$ berechneten Winkeln. Es ist deshalb jetzt zu untersuchen, ob die Lage der Axe a in der Weise geändert werden könne, daß die Winkel von P, x, r, y in genügender Weise mit den berechneten Werthen übereinstimmen. Den Messungen zufolge neigt sich:

$$P: \text{Axe } c = 63^{\circ}57\frac{1}{2}'$$

$$r: \text{ " } c = 52\ 47 \text{ berechnet aus } T:T' \text{ und } T:r,$$

$$x: \text{ " } c = 64\ 52 \quad \text{ " } \quad \text{ " } \quad r:x,$$

$$y: \text{ " } c = 35\ 52 \quad \text{ " } \quad \text{ " } \quad r:y.$$

Es werde nun die Axe a so gelegt, daß die Flächen P und x gleiche Stücke auf ihrer vordern und hintern Seite abschneiden, so neigt sich die so berechnete Axe nach vorne $0^{\circ}33\frac{1}{2}'$. Axe a : Axe $c = 2,08586:1$. Ferner ergibt sich nun als Neigung der Fläche r : Axe $c = 51^{\circ}24'$, und y : Axe $c = 34^{\circ}49\frac{1}{2}'$. Diese Werthe stimmen so wenig mit den aus der Messung folgenden überein, daß wir mit Bestimmtheit aussprechen können: jene vier Endflächen P, x, r, y sind in einer solchen Weise unter einander gestört, daß sie erheblich gegen das Gesetz der rationalen Axenschnitte verstoßen. Wir fanden oben, daß trotz aller Störungen des Prismas T die Combinationskante $T:z$ gleich bleibt (weil z und T stets in der Relation verharren, daß ihre Axen b sich bei gleicher Axe a verhalten, wie $1:3$). In Bezug auf x und y (welche ein gleiches Verhältniß der Axenlängen besitzen) bewährt sich die Constanz der Combinationskante also nicht. In der Zone der Schiefendflächen beim Feldspath sind offenbar die einzelnen Flächen weniger fest mit einander verbunden, sondern schwankender und regelloser in Bezug auf ihre Neigungen zu einander. Noch ist an diesem merkwürdigen Krystall hervorzuheben, daß seine Prismenkante viel weniger stumpf ist, als sie beim Sanidin oder

glasigen Feldspath zu seyn pflegt; vielmehr mit dem Adularwinkel übereinstimmt.

Am Krystall 21 sind nur die Flächen M , P , x , y messbar. Ich überzeugte mich durch vielfache Messungen, daß die Flächen M nicht genau parallel sind, sondern vom untern aufgewachsenen zum obern freien Ende über den Endflächen konvergiren, und mit einander den Winkel von 5 bis 6' bilden. $P : M$ und $y : M$ sind beiderseits stumpfe Winkel von $90^{\circ} 2'$ bis $90^{\circ} 3'$. Die Flächen M , welche gewöhnlich unmittelbar auf der Drusenwand ruhen, sind häufig unregelmäßig gebildet, indem sie meist zu konvergiren scheinen. An zweien seiner Krystalle maafs v. Kokscharow (Mat. V, S. 147) den Winkel, welchen MM' bilden, $= 12'$, an einem andern sogar $18\frac{1}{2}'$. Den Winkel $P : M$ fand er an fünf von seinen sechs Krystallen stumpf, schwankend zwischen $90^{\circ} 5'$ und $90^{\circ} 8\frac{1}{2}'$.

Die beiden einzigen Messungen, welche ich am Krystall 22 anstellen konnte, stimmen genau überein mit den entsprechenden des Krystalls 20. Beide nähern sich in der Prismenkante dem Adularwinkel. Die Abweichung des Prismenwinkels von dem gewöhnlichen Werthe beim Sanidin wurde an diesen Krystallen bereits vor fast 40 Jahren von G. Rose bemerkt (diese Ann. Bd. XV, S. 207 und Bd. XXVIII, S. 144). Derselbe neigte damals zu dem Glauben, daß der als eigene Gattung vom Adular zu trennende glasige Feldspath (Sanidin) durch die Beständigkeit des Winkels von $119^{\circ} 21'$ charakterisirt sey und liefs es dahin gestellt »ob unter dem glasigen Feldspath vom Vesuv auch Adular oder eine noch neue Species vorkomme, oder ob durch Verwechslung einige dem glasigen Feldspath ähnliche Krystalle von Adular unter meine gesammelten Krystalle gekommen wären«. Die beiden Krystalle sind aber in der That vesuvische Sanidine und beweisen nebst vielen andern die Variabilität des Prismenwinkels.

Krystall 23 ist ein von den Flächen z , P , x , o gebildetes Fragment. Die erstere liefert ein verwaschenes, die andere vollkommene Spiegelbilder.

Am Krystallfragment 24 ist die Kante $M : T$ ziemlich gut meßbar; aus ihrem Werthe leitet sich der Prismenwinkel $118^{\circ} 32'$ ab, welcher demnach noch schärfer ist als der gewöhnliche Adularwinkel. Die Störung, welche sich in dem gemessenen Werthe der Kante $T : T''$ verräth, wird vielleicht hervorgebracht durch ein längs jener Kante in paralleler Stellung angewachsenes Krystallstück.

Für den Krystall 25 bewahrheitet sich wieder die bereits erkannte Thatsache, daß die Kante $P : T$ wenig verändert ist, wenngleich die Kanten $P : x$, $x : T$ und $T : T''$ sehr von ihren Normalwerthen abweichen. Aus den Messungen $T : T''$ und $P : T$ folgt die Neigung von P zur Vertikalaxe $= 63^{\circ} 59\frac{1}{2}'$ (nur $1'$ vom Normalwinkel verschieden); aus den Messungen $T : T''$ und $x : T$ folgt $x : \text{Axe } c = 65^{\circ} 44'$ ($14'$ größer als der Normalwerth). Daraus folgt die Neigung $P : x = 129^{\circ} 43\frac{1}{2}'$, fast genau der Messung entsprechend.

Krystall 26; meßbar sind nur die Flächen P , x , M . Die Flächen M convergiren über P und bilden mit einander $0^{\circ} 8'$. Auf der einen Seite bestimmte ich die Kante $P : x = 90^{\circ} 3'$, auf der andern $90^{\circ} 5'$.

Für Krystall 27 berechnet sich aus der Messung $M : z$ die Prismenkante $T : T'' = 119^{\circ} 7\frac{1}{2}'$. Dieß Prisma selbst ist nicht vorhanden, da der Krystall hier verbrochen. Aus den Messungen für $M : z$ und $x : z$ folgt die Neigung von x zur Verticalaxe $= 65^{\circ} 20'$; nehmen wir dazu die Messung $P : x$, so folgt P zur Axe $64^{\circ} 24\frac{1}{2}'$.

Am Krystall 28 (begleitet von gelbem Granat und dunkelgrünem Augit) ist weder P noch x meßbar. Doch läßt sich die Neigung von y wie von x zur Vertikalaxe leicht berechnen. Aus den Messungen $T : T''$ und $y : T$ folgt die Neigung von y zur Axe $= 35^{\circ} 1'$; ferner aus $o : o'$ und $o : y$ resultirt unter Berücksichtigung, daß x die Kante $o : o'$ abstumpft, die Combinationskante $x : y = 149^{\circ} 58'$ und x zur Axe $65^{\circ} 3'$. Während wir bei Krystall 25 den Winkel $x : \text{Axe } c$ um $11'$ größer fanden als der Normalwerth, ist er hier um $23'$ kleiner, eine Bestätigung der Thatsache, daß x eine in ihrer Neigung höchst schwankende Fläche ist. In

dem Maafse wie x steiler zur Vertikalen sich senkt, ist es auch bei y der Fall, so dafs ihre Combinationskante nur einige Minuten vom Normalwerth abweicht. x und y bewahren also hier (trotz ihrer abnormen Lage) die Relation ihrer Axenschnitte. Es bedarf indess kaum der Bemerkung, dafs die einfache Relation 3:1 auch hier die Schiefwinkligkeit der Axen a und c erheischt. — Bei der anomalen Lage von x und y , so wie mit Rücksicht auf den Prismenwinkel dieses Krystalls (welcher um $16'$ weniger stumpf ist als der Laacher Normalwinkel) mufs es um so mehr überraschen, dafs die Kanten, welche o mit z , y , T , o' bildet, nur wenig oder gar nicht von den Normalwinkeln abweichen. Es scheint sich uns hier folgende Thatsache in Bezug auf die Dimensionen des Feldspathsystems zu enthüllen: es variiren in erheblichem Grade die relativen Längen der Axen a und b , desgleichen wechselt die Schiefwinkligkeit der Axen a und c ; eine gröfsere Constanz aber zeigen die relativen Längen von b und c . Der Krystall ist übrigens nicht vollkommen symmetrisch gebildet, indem $y:T$ und $y:T'$ um wenige Minuten differiren; auch ein Vergleich der Messungen $o:o'$ und $o:M$ bestätigt die Unsymmetrie des Krystalls.

Krystall 29 besitzt trefflich spiegelnde Flächen: TT' (der hintern Seite) x , o' und M , M' . Aus den Messungen $T:T'$ und $T:x$ folgt die Neigung von x zur Axe $c = 65^\circ 25\frac{1}{2}'$, fast übereinstimmend mit dem Normalwerth. Dieser scheinbar vollkommen gebildete Krystall läfst bei genauer Durchmessung auffallende Störungen in seinem Bau erkennen. Der gemessene Werth für $T:T'$ würde die Gröfse der Kante $M:T = 120^\circ 21\frac{1}{2}'$ ergeben (gefunden $120^\circ 25'$), die Messung $o':x$ ergäbe Kante $M:o' = 116^\circ 42'$ (gefunden $116^\circ 47'$). Durch diese die Gröfse der möglichen Fehler an diesem Krystall weit übertreffenden Abweichungen wurde ich veranlafst die Lage der Flächen M genauer zu untersuchen, und fand, dafs M und x über o' einen stumpfen Winkel $90^\circ 6'$ bilden. Die homologe Kante $M':x$ wurde gemessen $90^\circ 10'$ und eine controlirende Messung $M:M'$ über $x = 0^\circ 16'$. Die beiden M sind demnach nicht pa-

rallel, sondern convergiren gegen das frei ausgebildete Ende des Krystalls. Wie über x so convergiren MM' auch über den Flächen TT' der allein ausgebildeten hintern Krystallseite. Doch nicht nur die Längsfläche hat eine schiefe Lage, auch x steht nicht vollkommen symmetrisch zu $T: T'$, es beträgt $x: T' = 111^\circ 5'$, $x: T = 111^\circ 2'$.

Krystall 30 zeigt aufser den genau meßbaren Flächen eine Abstumpfung einer Kante $o: M$, d. h. eine Fläche aus der Diagonalzone von x . Dieselbe ist schmal und etwas gerundet, läßt sich nur annähernd durch Flächenreflex messen; ihre Neigung zu $M = 157$ bis 158° . Es führt diese Messung angenähert zu der Formel für diese neue Fläche $\sigma = (a' : \frac{1}{10}b : c)$. Aus der gemessenen Kante $o: x = 153^\circ 20'$, folgt für die Neigung einer Fläche mit dieser Formel zu $M = 158^\circ 17'$. Von ähnlicher Lage wie σ führt man beim Feldspath, das Flächenpaar $s = (a' : \frac{1}{6}b : c)$ auf, dessen Neigung zu $M = 146^\circ 25\frac{1}{2}'$ betragen würde (nach Kupffer's Axenelementen $= 116^\circ 40'$; Des Cloizeaux). s , welches in den Lehrbüchern von Quenstedt, Miller, Des Cloizeaux etc. erscheint, ist wahrscheinlich niemals am Feldspath beobachtet worden. Die Autorität für dieses Flächenpaar ist Weiss, »Ueber neu beobachtete Krystallflächen im Feldspath«, Abh. d. Ak. d. Wiss. 1820, welcher sie (nebst einigen andern wahrscheinlich nie am Feldspath auftretenden Flächen) an Krystallen von Tunaberg beobachtete. Diese Krystalle gehören aber dem erst im Jahre 1824 (Gilbert's Ann. Bd. 13, S. 173 bis 208) von G. Rose erkannten und vom Feldspath getrennten Anorthit an, welcher letzterer bekanntlich weit flächenreicher ist als jener.

Krystall 31 ist der einzige unter den von mir gemessenen vesuvischen mit gut meßbarer Fläche n . Der Krystall zeigt keine bemerkbaren Störungen in der Symmetrie, indem $P: T$ genau gleich $P: T'$, $P: M$ genau rechtwinklig; auch M eine vollkommen gerade Abstumpfung der scharfen Prismenkante ist. Bei dieser regelmäßigen Bildung ist die Messung $P: n$ oder $n: M$ von um so größerem Gewichte für die Theorie des Feldspathsystems. Wir begegnen also hier un-

gefähr demselben Winkel wie beim Laacher Sanidin 8. Von allen Kanten dieses Krystalls zeigen die größte Abweichung von den Normalwinkeln die vertikalen Prismen. Aus den Messungen $T:T'$ und $P:T$ berechnet sich die Neigung von P zur Vertikalaxe $= 63^{\circ} 58'$, d. h. nur um $\frac{1}{2}'$ verschieden von dem für die Laacher Sanidine berechneten Winkel. Aus der Messung der Kante $P:n$ an diesem Krystall müssen wir schließen, daß Zwillingsskrystalle parallel n ein Prisma $PPMM$ bilden, dessen gegenüberliegende Flächen einander nicht parallel gehen. Diefs bestätigt sich nun durch die Messungen an den sieben folgenden vesuvischen Zwillingsskrystallen; 32 bis 38. Zwillinge, wie diejenigen des Feldspaths parallel n , müssen als eine Anomalie im monoklinen System bezeichnet werden, da in diesem die regelmäßigen Verwachsungen geschehen parallel einer Fläche, welche normal zur Symmetrie-Ebene der Krystalle steht. Weifs betrachtete jene Zwillinge als eine Bestätigung seiner Ansicht »daß die geometrische Anlage zu den Verhältnissen eines viergliedrigen Systems im Feldspath wirklich streng vorhanden ist« Abh. d. Ak. d. Wiss. 1835. In Wahrheit aber liegt hier eine Abweichung vom Symmetriegesetz monokliner Krystalle vor, welche an das trikline System erinnert und sich anschließt an jenen andern Zug der Unsymmetrie, welcher in einer Spaltbarkeit der einen Prismenfläche bei einigen Feldspathvarietäten sich offenbart. Ein zweites Beispiel abnormer Zwillingbildung im monoklinen System wies Hesseberg am Sphen nach (Min. Notizen No. 8 S. 1 bis 10). Ein drittes Beispiel, vollkommen dem Feldspath verwandt, liefert der monokline künstliche Schwefel.

Das Zwillingssprisma $PPMM$, zu welchem sich, symmetrisch gestellt zu einer Fläche n , die beiden Individuen verbinden, hat demnach zwei rechtwinklige Kanten $P:M$ und $P:M$, eine Kante von ungefähr $89\frac{1}{2}^{\circ}$ $P:P$ und eine $= 90\frac{1}{2}^{\circ}$ $M:M$. Der Querschnitt jenes Prismas ist ein Deltoid, d. h. ein Trapezoid, welches durch eine seiner Diagonalen in zwei symmetrische Hälften getheilt wird. Das Zwillingss-

prisma besitzt natürlich zwei wesentlich verschiedene Enden, von denen man indess beim Sanidin vom Vesuv, wie bei den Zwillingen von Baveno und den gleichgebildeten von Elba und vielen andern Orten nur das eine erblickt, da sie mit dem andern stets aufgewachsen sind. Da trotz des ganz verschiedenartigen Vorkommens zu Baveno und am Vesuv die Krystalle sich gleich verhalten in Bezug auf das frei ausgebildete Ende, so muß dem wohl eine tiefere Ursache zu Grunde liegen. Die vesuvischen Zwillinge sind etwas verschiedenartig in ihrem Aussehen, welches durch die Figg. 12 bis 14 wiedergegeben wird. Bei 12 geht die Zwillingsebene genau durch die Kanten, bei 13 schneiden sich zwar $\underline{M}\underline{M}$ in einer Kante, aber $\underline{P}\underline{P}$ sind durch einen einspringenden Winkel getrennt; endlich bei 14 läuft die Gränze unsymmetrisch, es entsteht eine um so interessantere Verwachsung, da man hier die unter einem sehr stumpfen Winkel von ungefähr $179\frac{1}{2}^{\circ}$ zusammenstoßenden Flächen \underline{P} und \underline{M} unmittelbar neben einander und wie alle andern Flächen dieser Krystalle in trefflichster Ausbildung sieht.

Die Krystalle 32 und 33 sind in Fig. 13 dargestellt. Die Messungen am Krystall 32 stimmen sehr nahe mit denjenigen der einfachen vesuvischen Krystalle überein. Kante $\underline{P}:\underline{P}$ läßt die Abweichung vom rechten Winkel erkennen. Die Zwillingsebene $\underline{o}:\underline{o}$ zeigt eine erhebliche Störung. Die über den Flächen $\underline{y}\underline{y}$ sich schneidenden $\underline{o}\underline{o}$ bilden den Winkel $87^{\circ} 57'$. Am Krystall 33 nähert sich der Winkel $\underline{P}:\underline{P}$, gemessen über der einspringenden Kante, mehr einem Rechten, als es die Lage der Zwillingsebene erwarten liefse. Krystall 34 ist naturgetreu wiedergegeben in Fig. 14. Ein besonderes Interesse erhält der Krystall dadurch, daß man die fast in ein Niveau fallenden Flächen \underline{P} und \underline{M} genau messen kann. Kante $\underline{P}:\underline{M}$ ergab $90^{\circ} 0'$; $\underline{M}:\underline{P} = 179^{\circ} 30'$ ausspringend. Wäre unser Krystall auf seiner hintern, in der Zeichnung abgewandten Seite ähnlich wie auf der vordern entwickelt, so müßten dort $\underline{P}\underline{M}$ zu einer gleich stumpfen einspringenden Kante zusammentreffen. Die Gränze

geht indeß hier durch die Kante \underline{MM} . Auch bei dem ähnlich gestalteten Zwillings 35 sieht man nur die ausspringende, nicht die einspringende Kante $P : \underline{M}$.

Die Krystalle 36 und 37 (höchst zierliche, kaum 1^{mm} große Bildungen) sind in Fig. 12 dargestellt. Der in der nächstfolgenden Horizontalreihe der Tabelle in Klammern stehende Winkel gehört einem Zwillingbruchstücke ähnlicher Art an.

38 ist ein vesuvischer Sanidin nach dem sogenannten Calrsbader Gesetze (k) verwachsen. Es ist nur ein Krystallbruchstück, die Messung $P : \underline{P}$ geschah an Spaltungsflächen.

39 ist ein Sanidinzwillings aus verwittertem Trachyporphyr *Peru's*, höchst symmetrisch ausgebildet, wie Fig. 15 darstellt.¹⁾ Das Gesetz ist hier: Zwillingssebene P . Es bedarf nach Mittheilung obiger Messungen keines Beweises mehr, daß dies ein eigenthümliches Zwillingsgesetz ist, wie es auch von Miller und Des Cloizeaux aufgeführt wird; während es von Quenstedt irriger Weise unter die Verwachsung parallel n subsumirt wird. Wären Zwillinge nach Art des peruanischen Krystalls eine Modification des sog. Bavenöer Gesetzes (n), so würden die Flächen \underline{M} , \underline{M} , nicht in eine Ebene fallen können, sondern einerseits einen aus-, andererseits einen einspringenden Winkel von 179° bilden. Davon aber zeigt unser Krystall keine Spur; vielmehr fallen beide Längsflächen so vollkommen in ein Niveau, daß man die Gränze beider Individuen hier nicht wahrnehmen kann. Verwachsungen mit der Zwillingssebene P , welche sowohl ein- als auch aufgewachsen nicht ganz selten in porphyrischen und granitischen Gesteinen vorkommen (Elba, Auvergne, Thüringer Wald, Lienz in Tyrol, Frederiksvärn etc.) scheinen bisher beim Sanidin noch nicht beobachtet zu seyn; ebenso wenig der blaue Farbenschiller, welcher bei den peruanischen Krystallen²⁾ in der Richtung von y hervorleuchtet.

Wenn oben ausgesprochen wurde, es könnten Zwillinge

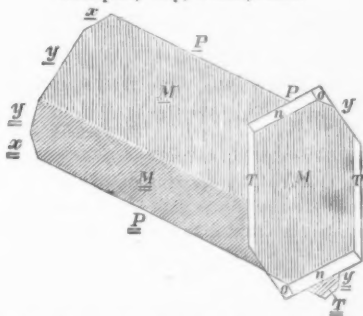
1) Die Kanten desselben konnten nur mit dem kleinen Goniometer gemessen werden.

2) Ueber die Fundstätte jener Sanidine s. Meyen »Reise um die Erde« Bd. I, S. 459.

mit parallelen Flächen P nicht aus dem Bavenoër Gesetze (n) abgeleitet werden, so ist die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die Drillinge und Vierlinge, welche man bisher nach dem Bavenoër Gesetze gebildet glaubte, dieß nicht ausschließlich sind, vielmehr eine Combination der Gesetze P und n ; in der Weise, daß die gegenüberliegenden Individuen P gemeinsam haben, je zwei anliegende aber mit n verbunden sind. Gruppierungen von Feldspathkrystallen nach zwei Gesetzen kommen bekanntlich mehrfach vor. In unserem Drachenfelder Gestein kommen tafelförmige Zwillinge (k) so miteinander verwachsen vor, daß ein Individuum des einen Zwillings mit einem des andern Zwillings nach dem Bavenoër Gesetze verbunden ist (von Kayser beschrieben). Gleichgebildete Doppelzwillinge sah ich in der Berliner Sammlung von Ilmenau, von Warmbrunn, von Bottalack. Die so verbundenen Zwillingstafeln sind theils rechte, theils linke, ja es verwächst auch ein rechter mit einem linken Zwilling nach dem Bavenoër Gesetze.

Wie hier zwei Zwillinge sich verbinden, so finden sich auch Verwachsungen von einem Zwillinge parallel P mit einem tafelförmigen Einzelkrystall, welcher mit einem Individuum jenes Zwillings in Carlsbader Stellung (k) verwachsen ist (s. nebenstehende Figur einen in der Universitäts-

Feldspath, Cap, Fenza, Elba.



Sammlung zu Berlin befindlichen Krystall darstellend), Fichtelgebirge, Elba. 1)

1) Auch Des Cloizeaux berichtet von ähnlichen Verwachsungen eines Zwillings (P) mit einem Einzelkrystall von Elba: *j'ai observé des grou-*

Demnach erscheint es wohl möglich, daß in den sogenannten Drillings- und Vierlingskrystallen zwei verschiedene Gesetze der Verwachsung vereinigt sind.

Zwillinge parallel n sind (mit Ausnahme der oben erwähnten Doppelzwillinge) wohl noch nicht in eingewachsenen Krystallen beobachtet worden. Doch kommen auch solche vor. Fig. 16 stellt einen ringsum ausgebildeten, also eingewachsenen Feldspathkrystall aus der Sammlung des Hrn. Dr. Tamnau in Berlin dar. Die beiden Individuen sind hier verwachsen mit einer normal zur Zwillingsebene stehenden Fläche, doch ist die Gränze unregelmäßig springend, und in der Figur naturgetreu wiedergegeben.

Eine Vergleichung der wichtigsten Kantenwinkel der Sanidine von Laach einerseits, vom Vesuv andererseits führt zu folgenden Ergebnissen. $T : T'$ weniger stumpf am Vesuv, $P : x$ weniger stumpf bei Laach; $P : T$ unmerklich stumpfer bei Laach, desgleichen $o : x$, desgleichen $n : P$. Die Bedeutung dieser Verschiedenheiten wird dadurch erhöht, daß sie bei den Krystallen von Elba und den Adularen aus Tyrol in gleicher Richtung noch stärker hervortreten, so daß die vesuvischen Krystalle in Bezug auf ihre Axenelemente die Mitte einnehmen zwischen den Laacher einerseits und den Adularen wie den elbaischen Krystallen andererseits.

Bevor wir zum Studium der Winkel elbaischer Krystalle übergehen, mögen einige Worte über das Vorkommen derselben hier gestattet seyn. Die mächtige Granitkuppel des *M. Capanne* wird, vorzugsweise in ihrem östlichen Theile,

pements réguliers composés d'une macle de cette espèce et d'un cristal simple. Ces groupements sont formés par l'application d'une face k de la macle contre une face x du cristal simple; les faces P des individus composants sont exactement parallèles" (Traité de Min). Dieser Angabe liegt indels offenbar ein Irrthum zu Grunde: denn bei einer Verwachsung der bezeichneten Art (welche nur als eine Zufälligkeit könnte angesehen werden) kann die Fläche P des Einzelkrystalls unmöglich parallel gehen mit PP des Zwillinge, vielmehr schneiden sie sich unter dem Winkel von $166^{\circ} 27'$ (unter Zugrundelegung der von Des Cloizeaux aufgenommenen Kupffer'schen Messungen S. 328, Atlas Fig. 148).

von zahlreichen meist süd-nördlich streichenden Gängen eines jüngeren turmalinführenden Granits durchsetzt. Diese sind die Fundstätten der berühmten Mineralien der Insel: *Feldspath*, *Albit*, *Quarz*, *Lithionglimmer*, *Beryll*, *Turmalin*, *Zinnstein*, *Kastor*, *Pollux*. Die Mächtigkeit der stets steil einfallenden Gänge schwankt zwischen 1 Zoll und 4 bis 6 Fufs. Grofse Ausbeute lieferte der Gang, welcher in einer Thalschlucht — genannt *Grotta Docci* — nördlich von *S. Piero* ansteht, streichen *h. 2*, fallen 55 gegen *W.*; 4 Fufs mächtig. Der Hauptgranit der Insel besteht aus weifsem *Feldspath*, gleichfarbigem *Oligoklas*, *Quarz*, dunkelbraunem Glimmer. Ein mir vorliegendes Gangstück, welches die ganze, in diesem Fall 6 Zoll starke Gangmächtigkeit entblöfst, läfst folgende, symmetrisch beiderseits geordnete Mineralgruppierung erkennen. An den Saalbändern, welche übrigens fest mit dem Nebengestein verwachsen sind, ist viel schwarzer Glimmer in kleinen hexagonalen oder unregelmäfsigen Blättchen im Gemenge mit *Quarz* und weifsem *Feldspath* angehäuft. Weiter gegen das Innere des Gangs gestaltet sich der Glimmer zu schmalen, linearen Täfelchen, welche meist quer gegen die Ganggränze stehen. Diese glimmerreiche Gangzone nimmt auf beiden Seiten symmetrisch angeordnet eine Breite von etwa 3 Zoll ein. Es folgt jederseits eine etwa $\frac{3}{4}$ Zoll breite glimmerfreie Zone, mit Schriftgranit erfüllt: der *Feldspath* schneeweifs in zollgrofsen Spaltungsstücken, der *Quarz* in den charakteristischen röhrenförmigen Gestalten. Den innern 1 bis 2 Zoll mächtigen Gangraum erfüllen ganz oder theilweise: Krystalle von *Feldspath*, zuweilen mit *Albit* bedeckt, *Quarz*, *Turmalin*, *Lithionglimmer*. — Während diefs Gangstück an seinen Gränzen eine Häufung von schwarzem Glimmer zeigt, tritt bei andern Gängen als vorzugsweise charakteristisch auch an den Saalbändern schwarzer *Turmalin* auf, während im hohlen innern Gangraum neben der schwarzen, die schönfarbigen Abänderungen mit dem lithionreichen Glimmer ihre Stelle haben.

Die weisse Farbe des elbaischen *Feldspathis* ist unzweifelhaft eine Folge beginnender Verwitterung. Als grofse

Seltenheit kommen nämlich die Krystalle auch durchsichtig, fast farblos vor. Mehrere solche Krystalle sah ich in der an elbaischen Vorkommnissen unvergleichlich reichen Sammlung des Hrn. Raf. Foresi zu *Porto Ferrajo*. In Bezug auf den Leucit bezweifelt es wohl Niemand, daß die so häufig an ihm erscheinende weiße Farbe nur eine Folge beginnender Zersetzung sey und die Krystalle ursprünglich alle durchsichtig gewesen. Gerade so verhält es sich indeß auch mit dem Feldspath. Häufig sieht man bei den elbaischen Krystallen einen silberglänzenden Farbenschiller, welcher vorzugsweise längs der (bekanntlich sehr häufig abgestumpften) stumpfen Prismenkante, sowie auch längs der Kante $T:x$ oder $T:o$ hervortritt. Dieser Schiller, welcher in einer zwischen den Flächen y und k liegenden Richtung, also wahrscheinlich wie von Reusch für den Adular nachgewiesen in δ erscheint, hängt bei den elbaischen Krystallen mit einer beginnenden Verwitterung zusammen, wobei eine Menge der feinsten Risse und Sprünge in der angedeuteten Richtung entsteht. Unter den in den Gängen von *S. Piero* aufgewachsenen Krystallen finden sich, außer Einzelindividuen, die drei Zwillingungsverwachungen: parallel k , n und P . Ein wenige Zoll großes Handstück der Krantz'schen Sammlung zeigt neben einander in trefflichster Ausbildung jene dreierlei Zwillinge nebst einfachen Krystallen. Ein besonderes Interesse verdienen die Zwillinge parallel k , da sie vorne P und hinten x besitzen, wodurch es bei der nicht selten spiegelnden Beschaffenheit der Flächen möglich ist, sich davon zu überzeugen, daß jene Flächen nicht in ein Niveau fallen. Diese Zwillinge sind zwar mehrfach als Beweise angeführt worden, daß P und x wenigstens in diesem Falle gleiche Neigung zur Vertikalaxe besäßen. Ich habe sehr viele solcher Krystalle geprüft und, wenn überhaupt P und x spiegelnd waren, stets für P eine steiler zur Axe geneigte Lage konstatiren können, als für x . Sind die Flächen matt, so kann allerdings der Schein entstehen, daß sie in ein Niveau fallen; besonders für denjenigen, der feinere Unterschiede in der Neigung der Krystallflächen nicht un-

tersucht hat. Bei der schwankenden Lage der Flächen und namentlich von x kann indeß die Differenz von P und x auf weniger als 1° herabgehen. Die Tabelle weist Messungen an 8 einfachen und 2 Zwillings-Krystallen von Elba auf. Auch hier wiederholt sich das Schwanken der Winkel besonders in Bezug auf die Kanten $P : x$ und $T : T'$. Es leuchtet indeß trotz der Schwankungen ein, daß das vertikale Prisma $T : T'$ beim Feldspath von Elba weniger stumpf, die Kante $P : x$ stumpfer ist, als bei den Sanidinen.

Ziemlich häufig besitzen die Krystalle von Elba eine Abstumpfung der Kante $x : y$, welche einer noch unbestimmten Flächen angehört; dieselbe ist zwar glänzend, aber gerundet, deshalb ihre Neigung nicht genau meßbar. Ueber diese Fläche s. d. Ann. Bd. 113, S. 429. Aufser den milchweißen Krystallen auf den Gängen von *S. Piero* (auf welche sich die Messungen beziehen) finden sich in allen Sammlungen die ausgezeichneten im Granitporphyr des mittleren Inseltheils am Golf von Founza eingewachsenen Krystalle. Das eigenthümlich zerfressene Ansehen der betreffenden Stücke mit hervorragenden Krystallen wird durch die Brandung des Meers bedingt. Weniger bekannt als diese beiden Vorkommnisse ist das Auftreten des Adulars mit Eisenglanz zu *Rio Marina*.

Eine Vergleichung der in der Tabelle aufgeführten Messungen bestätigt auch für den elbaischen Feldspath das Schwanken der Prismenkante. Der mittlere Werth derselben ist zwar um $20'$ weniger stumpf, als der betreffende Werth für den vesuvischen Sanidin; doch besitzt der Krystall 46 eine stumpfere Kante als letzterer. Der gleichfalls sehr veränderliche Werth der Kante $P : x$ wird bedingt durch die wechselnde Lage von x , während P eine weit geringere Unregelmäßigkeit erkennen läßt.

Krystall 49 ist ein etwa 1 Linie großer Zwilling (k), verwachsen mit der rechten Fläche M , also ein linker Zwilling. In der Zone des vertikalen Prismas ist dieser Krystall sehr gestört. Der in der Tabelle angegebene Winkel $118^\circ 53'$ entspricht nur der einen Kante, die andere mißt $119^\circ 3'$.

An diesem Zwillingsprisma $\overline{TTT'T'}$ bilden die Flächen \overline{M} und \overline{M} schiefe Abstumpfungen der Kanten, indem die beiden an der Ecke $\overline{MPT'}$ und $\overline{MPT'}$ liegenden Combinationskanten $= 120^\circ 32\frac{1}{2}'$, die beiden anderen der Ecke \overline{MxT} und \overline{MxT} anliegenden Kanten $= 120^\circ 27'$. Auch die schiefen Endflächen lassen Störungen in ihrer Lage erkennen, welche indess die Verschiedenheit der Neigungen von \overline{P} und \overline{x} zur Vertikalaxe nicht verhüllen können. Auf das Bestimmteste kann man erkennen, daß die Flächen \overline{P} und \overline{x} , sowie \overline{P} und \overline{x} nicht in dasselbe Niveau fallen. Der Winkel, welchen sie bilden, ist einerseits $10'$ stumpfer, andererseits $3'$ schärfer als der berechnete Werth.

Krystall 50 ist ein ähnlich gebildeter Zwillling, wie der vorige. Die Flächen \overline{xx} sind hier nicht meßbar, da in Folge beginnender Zersetzung, welche sich zuerst auf den Flächen \overline{M} und \overline{x} bemerkbar macht, auf \overline{M} vertikale, auf \overline{x} horizontale Furchen erscheinen. Da an dem einen Zwillingsindividuum \overline{o} meßbar auftritt, so läßt sich für das matte \overline{x} desselben Individuums, welches unmittelbar neben \overline{P} des andern erscheint, die Neigung berechnen. Es ergibt sich demnach, daß wenn \overline{x} meßbar wäre, die Neigung $\overline{P} : \overline{x}$ gefunden werden würde $= 178^\circ 13'$, ein Werth, welcher dem berechneten — $178^\circ 11'$ — sehr nahe kommt.

Den Schluß der Tabelle bilden Messungen an Adularen aus Pfäfers in Tyrol (51—54) und aus *Val Piora Kanton Tessin* (55).

Am Krystall 51 ist \overline{P} nicht gleich geneigt gegen \overline{T} und \overline{T} , jene Kante beträgt $112^\circ 17'$, letztere $112^\circ 7'$. Der Krystall 52 läßt eine sehr bedeutende Unregelmäßigkeit in den Kanten des vertikalen Prismas erkennen. Während nämlich die eine Kante $= 118^\circ 42'$ (am wenigsten stumpf unter allen gemessenen Feldspathen), mißt die andere $119^\circ 31'$ und hat demnach den Werth des Laacher Sanidins. Krystall 53 ist frei von solchen Störungen; die vordere und hintere Prismenkante sind identisch, desgleichen sind \overline{P} , \overline{x} und \overline{q} vollkommen symmetrisch auf das vertikale Prisma aufgesetzt.

Wenngleich die Fläche n beim Adular wohl vorkommt, habe ich doch nie Gelegenheit gefunden, dieselbe direct zu messen. Wie schon oben bemerkt, ergeben die Axenelemente Kupffer's und diejenigen v. Kokscharow's für die Kante $P:n$ die übereinstimmenden Werthe $135^{\circ} 3' 27''$ und $135^{\circ} 3' 39''$. n nähert sich demnach beim Adular einer geraden Abstumpfung der Kante $P:M$ weit mehr als bei den übrigen Feldspathvarietäten und in Folge dessen ist die Abweichung des Zwillingssprismas \overline{PPMM} von einer rektangulären Form weit geringer und schwieriger zu konstatiren. Mehrere ($\frac{1}{2}$ bis 1 Zoll große) Adularzwillinge vom *St. Gotthard*, scheinbar gut gebildet, waren dennoch einer genauen Messung wegen der Ausdehnung der Flächen \overline{PP} nicht fähig. Endlich aber gelang es, an einem nur 1 Linie großen Adular-Zwilling aus der *Val Piora* am *Lukmanier* (vorkommend mit Eisenglanz und Bergkrystall) die Kante $P:\overline{P}$ genau zu messen $= 89^{\circ} 38'$. Demnach ist man wohl zu der Annahme berechtigt, daß auch beim Adular das schiefe Prisma nn' nicht rechtwinklig ist, und daß die Fläche n , abstumpfend die Kante $P:M$ keine Ausnahme von dem krystallographischen Grundsatz bildet, dem zufolge eine unsymmetrische Kante stets schief abgestumpft wird.

Wenn sich also an eines der beiden mit n verbundenen Zwillingindividuen ein drittes nach demselben Gesetze anschließt, so können \overline{PP} nicht parallel gehen und \overline{MM} nicht in dieselbe Ebene fallen. Findet dies nichtsdestoweniger statt, so sind die beiden gegenüber liegenden Individuen nach dem Gesetze Zwillingsebene P verbunden und der mittlere Krystall ist an einen der beiden andern nach n gewachsen; die Gruppe ist eine Combination zweier Zwillingsgesetze, nicht eine Wiederholung Eines Gesetzes, wie bereits oben angedeutet.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

VII. *Ueber eine veränderte Construction der Elektrisirmaschine; von August Kundt.*

Seitdem durch die Influenzmaschinen der Hrn. Holtz und Töpler so mächtige Quellen für die Erzeugung von statischer Elektricität gewonnen sind, kann es ein unnützes Bemühen erscheinen, zu den Reibungselektrisirmaschinen zurückzugehen und Aenderungen an denselben anzubringen, wenn dadurch nicht wirklich gröfsere Effecte als sie die Influenzmaschinen liefern, sey es an Spannung oder Menge der Elektricität, erzielt werden können. Wenngleich diefs Ziel bei der Maschine, die im Folgenden in ihrer einfachsten Form beschrieben ist, bisher nicht völlig, sondern nur genähert erreicht ist, so scheint dieselbe doch einer Mittheilung werth, da einerseits die Construction der Maschine eine sehr einfache, andererseits es nicht unwahrscheinlich ist, dafs dieselbe bei weiterer Vervollkommnung an Spannungseffecten den Holtz'schen Maschinen wenigstens gleich kommen wird, und endlich dieselbe in theoretischer Beziehung einiges Interesse bieten kann.

Die Veranlassung zur Construction der Maschine wurde dem Verfasser durch das Studium der Abhandlungen des Hrn. Holtz gegeben, und die neue Construction ist daher im Wesentlichen auch nur eine Benutzung der Methoden für die Reibungselektrisirmaschine, die Hr. Holtz bei seinen Maschinen angewandt hat. Die Reibungsmaschine ist dadurch gleichzeitig eine Influenzmaschine einfachster Construction geworden.

Der Elektrophor oder allgemeiner die Influenz enthält, wie öfter ausgesprochen, ein sehr rationelles Princip der Elektricitätserregung. Sieht man indessen ab von der gröfseren mechanischen Arbeit, die bei der Erzeugung der Elektricität durch continuirliche Reibung nöthig ist, so ist es eigentlich nur Sache der Construction, die durch Reibung erzeugten Elektricitäten so günstig als möglich, d. h. wenig-

stens so vortheilhaft als in den Influenzmaschinen zu benutzen.

Eine möglichst günstige Verwerthung ist nun in unseren Reibungsmaschinen durchaus nicht erreicht. Die eine Elektricität geht gewissermaassen nutzlos an den Erdboden verloren; ferner wird der unvermeidliche Nachtheil, daß positive Elektricität von der Scheibe auf das Kissen geht, gewöhnlich noch dadurch vermehrt, daß die Scheibe an derselben Stelle auf beiden Seiten gerieben wird. Die Abstosung der positiven Elektricitäten der beiden Seiten gegen einander muß ein Ueberströmen auf die Kissen merklich begünstigen. Endlich tritt noch ein eigenthümlicher Umstand hinzu, der die Leistungsfähigkeit einer Reibungsmaschine wesentlich beeinträchtigen muß. Hr. Holtz hat darauf aufmerksam gemacht, daß durch einen Spitzenkamm, der über eine elektrisirte isolirende Fläche geführt wird, diese Fläche nicht nur entladen, sondern sogar bedeutend umgeladen werden kann ¹⁾. Eine solche Umladung tritt nun auch ein, wenn die Scheibe der Reibungsmaschine an den Einsaugern vorbeigeht ²⁾. Die Scheibe kommt in Folge dessen nicht unelektrisch, sondern negativ zu den Kissen zurück. Die dort durch Reibung neu erzeugte positive Elektricität wird also zunächst die vorhandene negative zu neutralisiren haben. Je größer die Dichte der Elektricität auf der Scheibe ist, je besser dieselbe von den Einsaugern aufgenommen wird, um so bedeutender wird jene Umladung, und die Maschine schafft sich daher selbst, je günstiger im Uebrigen die Bedingungen für die Elektricitätserzeugung sind, eine um so bedeutendere Gegenwirkung. Auf das Vorhandenseyn einer solchen Gegenwirkung könnte man übrigens schon daraus schliessen, daß bei den Reibungsmaschinen die Quantität der erzeugten Elektricität der angewandten Arbeit durchaus nicht proportional ist, wenn die Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe vergrößert wird.

Besonders um zu erkennen, ob die erwähnte Umladung

1) Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 128.

2) a. a. O. S. 130.

der Scheibe eine der wesentlichen Ursachen sey, weshalb die gewöhnliche Reibungsmaschine eine so geringe Quantität Elektricität liefert, und wie dieser Umstand zu beseitigen, unternahm der Verfasser mannigfache Aenderungen an der Reibungsmaschine, die zu dem Zwecke geeignet schienen. Es sollen hier nicht die Gesichtspunkte, die dabei leitend waren, auseinandergesetzt werden, noch die Beobachtungen, die dabei gemacht wurden. Durch dieselben wurde der Verfasser auf die folgende Construction einer Elektrisirmaschine geführt.

Eine Glasscheibe, die mit ziemlicher Geschwindigkeit rotiren kann, wird auf der einen Seite durch ein Kissen mit Amalgam gerieben. Der nicht geriebenen Seite der Scheibe gegenüber sind zwei einsaugende Spitzenkämme angebracht, und zwar steht der eine dem Reibzeug gegenüber, der andere ist 180° davon entfernt. Diese zwei Spitzenkämme sind wie bei den Maschinen von Holtz mit zwei verschiebbaren Conductoren versehen. Das Reibzeug ist an einer isolirenden Glasstange angebracht. An dem Kissen ist ein Flügel von Seidenzeug befestigt, wie an den gewöhnlichen Reibungsmaschinen, der hier indeß nicht ganz einen Quadranten der Scheibe deckt. Die Axe der Scheibe, ebenso die beiden Ständer für die Einsauger sind der bessern Isolation halber nicht aus Kammmasse, sondern aus Glas. Ein Schnurlauf bewirkt, wie bei den Holtz'schen Maschinen, eine möglichst schnelle Rotation. Die Maschine ist in Fig. 1 Taf. VI gezeichnet.

Sobald man nun beginnt die Scheibe zu drehen, bildet sich zwischen den beiden Conductoren ein continuirlicher Funkenstrom von 1 bis 2 Zoll; schaltet man eine Flasche ein, am Besten eine Doppelflasche, wie sie Hr. Poggen-dorff angegeben ¹⁾ und wie sie gewöhnlich für die Holtz'schen Maschinen benutzt wird, so erhält man sehr kräftige, mehrere Zoll lange Funken. Die Wirksamkeit der Maschine ist, wenn sie auch manche complicirte Eigenthümlichkeiten zeigt, unschwer einzusehen.

1) Monatsberichte der Berl. Akad. 1865. 18 Febr.

Sobald die Rotation der Scheibe beginnt, wird durch die Reibung an dem Amalgam die geriebene Seite — wir wollen sie die hintere nennen — positiv. Ist der geriebene Sector um 180° gedreht, so wird aus dem Einsauger der hier der vorderen Seite der Scheibe gegenübersteht negative Elektricität auf die vordere Seite ausströmen, die sich mit der positiven der hinteren bindet, und zwar wird mehr negative Elektricität ausströmen als zur Bindung nöthig ist, da das Ausströmen aus Spitzen geschieht. Der mit dem Einsauger verbundene Conductor wird also positiv, der vorbeigegangene Sector der Scheibe ist hinten positiv, vorne negativ, mit einem Ueberschuß von $-E$. Kommt der betrachtete Sector der Scheibe nun zu dem Reibzeug und zu dem ihm gegenüberstehenden Einsauger zurück, so geht zunächst der Ueberschuß von $-E$ in den Einsauger. Sodann beginnt aber das eigentliche Spiel der Maschine. Da das Kissen isolirt ist, so wird die $-E$, die durch Reibung erzeugt wird, sich auf demselben in möglichst großer Dichte ansammeln. Das Kissen wird dadurch direkt ziemlich intensiv influenzirend auf die ihm gegenüberstehenden Spitzen wirken. Es strömt aus diesen Spitzen also $+E$ auf die vordere Seite der Scheibe, so daß, wenn die Scheibe das Kissen verläßt, dieselbe auf beiden Seiten positiv ist. Von dieser $+E$ geht die auf der vorderen Seite der Scheibe befindliche direkt in den entfernten Einsauger, wenn sie an denselben kommt, die $+E$ der hintern Seite wirkt, wie schon angegeben, influenzirend.

Während der Drehung ist also die Scheibe constant auf der obern Hälfte (die Scheibe im Sinne des Urzeigers rotirend und das Reibzeug links auf der hintern Fläche, cf. Figur) positiv, auf der untern Hälfte hinten positiv, vorne negativ, mit einem Ueberschuß negativer Elektricität.

Die $+E$ der beiden Seiten der obern Hälfte kann leicht nachgewiesen werden, die Untersuchung der untern Hälfte der Scheibe ist oft schwierig.

Der Verfasser glaubte anfangs die Maschine verbessern zu können, wenn dem alleinstehenden Einsauger gegenüber

eine Papier- oder Metallfläche isolirt aufgestellt würde, auf der sich die $+E$ der hintern Fläche der Scheibe ansammeln könne, und die dann stärker influenzirend wirken sollte. Die hintere Seite der Scheibe ist indess in jedem Punkt bereits nach einigen Umdrehungen bis zum Maximum geladen, so daß sie einen Leiter oder Halbleiter von kleiner einfacher Form nicht dichter laden kann.

Der Umstand, daß auch die geriebene Seite der Scheibe constant bis zum Maximum geladen ist, könnte anscheinend eine Schwierigkeit für die gegebene Erklärung der Maschine bieten. Denn da die hintere Seite von ihrer Ladung Nichts abgibt, so könnte man meinen, müßten an der Stelle, wo Reibzeug und Scheibe sich berühren, beide auf den Einsauger influenzirend wirken und zwar gleich stark aber mit umgekehrtem Zeichen. Indess influenzirt in Wirklichkeit nur das Kissen, da nur seine Electricität frei ist, indem die $+E$ der hinteren Seite der Scheibe durch die $-E$ auf der vorderen gebunden ist. Man kann den Vorgang auch folgender Maassen auffassen: Auf der untern Hälfte der Scheibe ist auf einem Sector hinten $+E$, vorne $-E$, die sich binden. Kommt der betrachtete Sector an das Kissen, so bindet die $-E$ des Kissens die $+E$ der Scheibe und die freigewordene $-E$ der Scheibe geht in den Einsauger.

Aus dem bisher Gesagten ergibt sich, daß die Maschine die positive Electricität in bedeutendem Ueberschuß über die negative liefern muß, da dem negativen Conductor nur Electricität von einer Seite der Scheibe zugeführt wird, dem positiven dagegen von beiden.

Denkt man sich den ganzen Theil der Electricität der durch Reibung auf dem Glase entsteht fort, so daß nur die Influenz des negativen Kissens übrig bliebe, so ist die Maschine in ihrem Princip dieselbe, die Hr. Holtz in diesen Ann. Bd. CXXX Taf. IV Fig. 4 gegeben hat, nur daß jene Maschine für sich keine electromotorische Kraft hat und von einer andern gespeist werden muß. Eine solche Influenzmaschine einfachster Construction, selbst ohne feste

Scheibe, kann man für eine Zeit lang schon dadurch wirksam erhalten, daß man ein Stück geriebenes Kautschouk als Electricitätsquelle benutzt, ein Versuch den Hr. Holtz beiläufig in einer Abhandlung erwähnt¹⁾, und der den Influenzmaschinen der Hrn. Bertsch und Piche zu Grunde liegt²⁾.

In der im Vorstehenden beschriebenen Maschine ist aber durch die constante Reibung nicht nur eine constante Wirksamkeit der Maschine erreicht; es muß auch, wie mir scheint, bei geeigneter Construction die Leistung der Maschine eine größere werden. Endlich ist der Gang der Electricitäten in unserer Maschine ein wesentlich anderer.

Ueber die zweckmäßigste Construction und Leistung der Maschine können zur Zeit nur allgemeine Angaben gemacht werden. Zunächst ist klar, daß die Wirksamkeit, abgesehen von dem Isolationsvermögen der Scheibe, hauptsächlich davon abhängt, daß die hintere Seite der Scheibe durch Reibung recht stark positiv werde, und das Kissen möglichst dichte negative Electricität ansammele.

Das Reibzeug muß daher gut im Stande seyn, und der Flügel von Seidenzeug recht gut an die Scheibe anliegen.

1) Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 130.

2) Ueber die Maschine des Hrn. Bertsch ist, wie ich erst in den letzten Tagen gefunden, in *«Les Mondes»* von Moigno (Bd. XII, S. 480; 539; 662. Bd. XV, S. 372; 659. Auch *C. R.* 1866 Bd. 63, S. 771; 881; 910; 993), eine Reihe Mittheilungen gemacht. Die Maschine besteht aus einer Glasscheibe, zwei Einsaugern und einer geriebenen Kautschoukplatte, die dem einen Einsauger gegenüber angebracht ist. — In der Construction unterscheidet sich unsere Maschine von jener also nur dadurch, daß an die Stelle der geriebenen influenzirenden Kautschoukplatte ein constant reibendes Kissen getreten ist.

Ich mache mit dieser Verschiedenheit der Construction, wie überhaupt mit der hier beschriebenen Maschine keinen Anspruch auf irgend Originalität, denn bei derselben sind mit Hinzunahme der Reibung nur die Principien angewandt, die Hr. Holtz bei seinen Maschinen so elegant benutzt hat; glaubte aber doch eine etwas ausführlichere Beschreibung derselben nicht unterdrücken zu müssen, da abgesehen von ihrer constanten Leistungsfähigkeit, unsere Maschine manche Eigenthümlichkeiten zeigt, und überhaupt, wie mir scheint, alles mit den Holtz'schen Maschinen Zusammenhängende nicht allseitig genug studirt werden kann,

Dieser Flügel, der freilich nicht so sehr groß zu seyn braucht, ist unbedingt nöthig um die positive Electricität zunächst hinter dem negativen Einsauger zu binden, da sonst die $+E$ direkt wieder in diesen Einsauger zurückströmt.

Das Kissen ist durch eine einfache Feder, die an einer Glassäule befestigt ist, sanft gegen die Scheibe gedrückt. Der Druck des Kissens kann auf einfache Weise etwas regulirt werden; dasselbe muß nur so wenig gegen die Scheibe drücken, daß wenn letztere recht schnell rotirt und die Kurbel, mit der man dreht, losgelassen wird, dieselbe wenigstens noch einige Umläufe macht.

Von Glasscheiben sind bisher zwei benutzt von 20 Zoll im Durchmesser, eine ungefirniste oder auf einer Seite gefirniste und eine beiderseits mit Schellack überzogene. Wenn dieselben rein gehalten werden, geben sie ziemlich dieselbe Wirkung. Am Besten ist es, die geriebene Seite der Scheibe ungefirnist zu lassen, die vordere mit Schellackfirnis zu überziehen.

Der Verfasser glaubt noch nicht das Maximum der Leistungsfähigkeit der Maschine erreicht zu haben; dieselbe gab indess bisher schon, wie erwähnt, einen continuirlichen Funkenstrom von 1 bis $1\frac{1}{2}$ Zoll, Büschel von über 2 Zoll und mit einer Doppelflasche Funken von $5\frac{1}{2}$ Paris. Zoll.

Bei Vermeidung mancher Uebelstände wird die Schlagweite voraussichtlich noch merklich steigen.

Der Funkenstrom ohne Flasche ist ein dicker rother Faden, der am negativen Pol sehr schön einen scharf begrenzten dunklen Raum zeigt und sogar seltsamer Weise bei etwas größerer Entfernung der Electroden Andeutung von Schichtung erkennen läßt.

Für Erzielung langer Funken ist besonders eine gute Isolation nöthig. Diese Isolation wird von Kammmasse nicht mehr geleistet, und es müssen daher die Axe und Träger der Conductoren aus Glas gemacht werden. Es wurde anfangs einfach das Gestell einer Holtz'schen Maschine benutzt, die ruhende Glasscheibe war entfernt und seitlich ein Reibzeug passend angebracht. Die Maschine wirkte

anfangs sehr gut, nach einigen Wochen hatte sie fast alle Wirkung verloren. Es wurden nur mit Mühe kleine Fünkchen erhalten; dafür konnte aber eine gröfsere Flasche schnell an irgend einer Stelle der Kammassestücken, selbst in der Nähe des Schnurlaufes, beträchtlich geladen werden. Da die Maschine die positive Electricität im Ueberschufs liefert, so war die Ladung der Flasche natürlich positiv. Der Umstand, dafs die positive Electricität von der Maschine in Ueberschufs geliefert wird, bedingt noch eine Eigenthümlichkeit, die für die Erzeugung langer Funken von störendem Einflufs ist. Es bedeckt sich nämlich die positive Conductorkugel leicht mit starkem Glimmlicht, welches das Zustandekommen eines längeren Funkens hindert. Nähert man indess dann dem negativen Conductor einen abgeleiteten Körper, z. B. den Knöchel des Fingers, so wird durch veränderte Influenz die Glimmentladung des positiven Conductors plötzlich modificirt, und der Funke springt sofort über. Ich habe bisher keine andere einfache Methode finden können, diesen störenden Einflufs des Ueberschusses der positiven Electricität für die Funkenbildung zu vermeiden, als eben eine momentane Ableitung durch die Hand. Eine continuirliche Ableitung des negativen Poles bringt den Uebelstand mit, dafs dadurch die electriche Differenz der beiden Conductorenkugeln, die ja die Schlagweite bedingt, sinkt. Um längere Funken zu erhalten ($4-5\frac{1}{2}$ Paris. Zoll) mufs man daher, nachdem man einen Augenblick gedreht hat, den negativen Conductor ableitend berühren. Man kann auf diese Weise ganz regelmäfsig Funken nach Funken von über $4\frac{1}{2}$ Zoll Länge erhalten, die in weniger als eine Secunde auf einander folgen.

Für die Funkenlänge ist ferner die Gröfse der Conductorkugeln von wesentlichem Einflufs. Ich habe die beste Wirkung erhalten, wenn die negative Kugel im Durchmesser 52^{mm} hatte (oder statt dessen eine Platte von demselben Durchmesser) und die positive etwa 20^{mm} .

Bekanntlich verliert die gewöhnliche Holtz'sche Maschine ihre Ladung, wenn dieselbe nur mit zwei Einsaugern

versehen ist, sobald man die Conductoren zu weit von einander entfernt. Bei unserer Maschine können freilich die beiden Conductoren ihre Ladung nie ganz verlieren, indess wird, sobald kein Funkenstrom mehr zwischen den Conductoren vorhanden ist, die Bindung der Electricität durch das Kissen und die hintere Scheibenseite nicht mehr stattfinden können, so dafs wenn keine Funken mehr übergehen, die Wirksamkeit der Maschine, d. h. die Spannung an jedem Pol, erheblich sinkt. — Man kann diesen Umstand auf dieselbe Weise beseitigen, wie Hr. Holtz ihn beseitigt hat, nämlich durch Anbringung eines Hülfeinsaugers. In Fig. 2 Taf. VI ist die betreffende Anordnung gezeichnet. Der Hülfeinsauger ist mit dem negativen Conductor zu verbinden: derselbe ist so angebracht, dafs die Scheibe bei der Rotation erst ihn, dann den negativen Einsauger passirt.

Die Art wie der Hülfeinsauger wirkt, braucht hier nicht auseinandergesetzt zu werden, da Hr. Holtz diesen Gegenstand zu öfteren Malen besprochen hat. — Zu bemerken ist nur, dafs mit dem positiven Conductor ein Hülfeinsauger bei unserer Maschine nicht verbunden werden kann. Die Electricitäten sind auf der obern Hälfte der Scheibe frei, der Hülfeinsauger würde daher einfach an Stelle des Haupteinsaugers treten, und dieser letztere dann nur eine für die Leistung der Maschine schädliche Wirkung üben können.

Mit einem Hülfeinsauger, der mit dem negativen Conductor verbunden ist, wirkt die Maschine am zuverlässigsten, doch ist es auch dann noch nöthig, für längere Funken den negativen Conductor momentan abzuleiten.

Wenn irgend für gute Isolation aller Theile gesorgt ist, so dürfte die Maschine an Spannungseffecten den besten Holtz'schen kaum etwas nachgeben, an Quantität der Electricität liefert sie in ihrer bisherigen Form freilich weniger als die des Hr. Holtz. Indessen ist zu bedenken, dafs die Quantität wesentlich steigen wird, wenn statt eines Kissens, deren zwei um 180° von einander entfernt, angebracht sind. Die Maschine wird dadurch sehr wenig complicirter.

Ich lasse verschiedene Modificationen der Maschine zunächst construiren, und werde seiner Zeit über die Leistungen derselben berichten.

Einen Vorzug möchte ich indess erwähnen, den, so weit meine Erfahrungen bisher gehen, die beschriebene Construction vor denen des Hrn. Holtz hat. Die Maschine ist anscheinend *viel weniger* empfindlich gegen äussere Einflüsse, Feuchtigkeit u. dergl. Dieselbe verhält sich in dieser Beziehung mehr der gewöhnlichen Reibungsmaschine ähnlich.

Ebenso wie diese wohl nach den Umständen verschieden gut wirkt, aber bei einiger Vorsicht immer genügende Electricität liefert, hat der Verfasser bei seiner Construction selbst unter ungünstigen Umständen, wenn auch nicht die volle, doch eine einiger Maassen genügende Wirkung erhalten. Es ist das ein Umstand, der für die Benutzung der Maschine in Vorlesungen von Wichtigkeit ist.

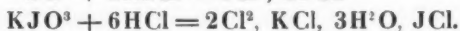
Schliesslich ist noch zu bemerken, dass, wenn das Reibzeug abgeleitet wird, die Wirksamkeit der Maschine beträchtlich sinkt; wird der negative Conductor abgeleitet, so nimmt ebenfalls die Wirkung ab, noch grösser ist die Abnahme, wenn der positive Conductor abgeleitet ist. Es erklären sich diese Erscheinungen ohne Schwierigkeit aus dem, was oben über das Princip, nach dem die Maschine wirkt, gesagt ist.

Zürich, October 1868.

VIII. *Ueber die volumetrische Jodbestimmung der Jodsäure und Ueberjodsäure und ihrer Salze;
von C. Rammelsberg.*

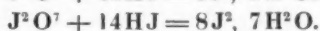
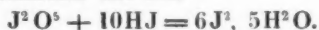
Bunsen hat seine schöne volumetrische Methode auch auf die Jodsäure ausgedehnt, jedoch nur in der Art, dass er ein jodsaures Salz mit Chlorwasserstoffsäure kochte, und das freiwerdende Chlor durch sein Aeq. Jod bestimmte. Er fand,

dafs für 1 At. Jod 4 At. Chlor frei werden, so dafs $\frac{1}{4}$ des gefundenen Jods für die Jodsäure oder ihre Salze in Rechnung kommt.



Da die Oxysäuren des Jods sich mit Jodwasserstoff gegenseitig zersetzen, so ist es weit bequemer, Jodkalium und verdünnte Schwefelsäure hinzuzufügen und das freie Jod volumetrisch zu bestimmen. H. Rose hat diesen Weg schon angedeutet ¹⁾ und ich habe mich seiner in vielen Fällen bedient, wo es sich um die Jodbestimmung der Ueberjodsäure und der überjodsauren Salze handelte. Im Nachfolgenden theile ich einige Versuche zur Prüfung der Methode an Jodsäure und jodsauren Salzen mit, und bemerke, dafs sich die Anwendung von unterschwefligsaurem Natron statt der von Bunsen gewählten schwefligen Säure vollkommen bewährt hat.

Man löst die zu prüfende Verbindung in vielem Wasser auf, setzt einen Ueberschufs von Jodkalium und etwas verdünnte Schwefelsäure hinzu, und führt die volumetrische Probe in gewöhnlicher Art aus.



Von der gefundenen Menge Jod kommt $\frac{1}{6}$ oder $\frac{1}{8}$ in Rechnung.

Jodsäure. Krystallisirtes Jodsäureanhydrid J^2O^5 , frei von Schwefelsäure und vollkommen flüchtig, gab

			berechnet
Jod	74,8	75,8	77,2
			76,05

Jodsaures Kali, KJO³ gab

		berechnet
Jod	59,46	59,50
		59,35.

Jodsaures Natron, NaJO³, aus krystallisirtem (mit 1 Mol. Aq.) durch Trocknen bei 200° erhalten, gab

			berechnet
Jod	63,82	63,85	64,22
			64,28
			64,14

1) *Traité complet t. II, p. 839.*

IX. *Berichtigung zum Aufsatz V dieses Hefts;
von Th. Schwedoff.*

Bei der Berechnung der Funkenwärme ist ein Fehler begangen, der zwar auf das Endresultat keinen wesentlichen Einfluß hat, aber doch zu Mißverständnissen Anlaß geben kann. Von S. 431 Z. 16 v. u. an muß es nämlich heißen: Setzt man diese Function in die Gleichung (γ) so wird:

$$1,5 - 0,764 a = 0$$

$$1,6 - 1,213 a = 0$$

$$2,1 - 1,525 a = 0$$

$$3,2 - 1,764 a = 0$$

$$0,1 - 0,213 a = 0,$$

Aus diesen Gleichungen erhält man dann nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$a = 1,6$$

und schließlicb:

$$F(x) = 1,6 x^{\frac{1}{2}}.$$

Dies ist die Formel, welche die Wärmemenge bestimmt, die bei Erzeugung eines Funkens von x^{mm} Länge für den metallischen Schließungsbogen verloren geht, wobei $a = 1,6$ diejenige Wärmemenge bezeichnet, welche zur Erzeugung eines 1^{mm} langen Funkens nöthig ist, und wobei als Wärmeinheit diejenige Menge genommen ist, welche im Schließungsdrahte eine solche Erhöhung der Temperatur erzeugt, daß die Flüssigkeit in der Thermometerröhre um einen Scaletheil verrückt wird.

Ich will nun beweisen, daß das von mir erwähnte Princip der Constanz der Wirkung W in den Gesamttheilen der Schließungskette richtig ist.

Setzen wir in der Formel

$$1,6 x^{\frac{1}{2}} + 1,6 y^{\frac{1}{2}} + A = W$$

statt x , y , A die in der Tabelle (α) stehenden Zahlen, so wird:

$$W = 15,2$$

$$= 14,9$$

$$= 15,5$$

$$= 15,5$$

$$= 14,8$$

$$= 15,4$$

$$\text{im Mittel } W = 15,2.$$

Berechnen wir nach der Formel $1,6x^3$ die Wärmemenge, welche bei Erzeugung eines 6^{mm} langen Funkens für den Schließungsdraht verloren geht, so erhalten wir 3,9, eine Gröfse, welche im Vergleich zu der Wärmemenge 15,2, welche in allen Theilen der Schließungskette erzeugt werden könnte, durchaus nicht unbedeutend ist. Es versteht sich, dafs usw.

X. Neue constante Säule.

Diese von den HH. Warren de la Rue und H. Müller in den *Compt. rend. T. LXVII, p. 794* (19 Oct. d. J.) beschriebene Volta'sche Säule hat für die Leser der Annalen nichts Neues, da sie im Wesentlichen identisch ist mit der, welche Hr. Dr. Pincus im ersten Heft dieses Bandes veröffentlicht und schon früher auf der diesjährigen Naturforscher-Versammlung in Dresden vorgezeigt hat. Wir erwähnen ihrer nur als abermaliges Beispiel, wie leicht heut zu Tage eine und dieselbe Idee gleichzeitig und unabhängig von mehreren Personen gefasst werden kann. Der einzige Unterschied besteht darin, dafs Hr. Dr. P. das Chlorsilber pulverförmig anwendet, die englischen Physiker aber in Gestalt eines gegossenen Cylinders, der einen Silberdraht zur Axe hat. Was zweckmäßiger ist, mufs die Erfahrung lehren. Hr. Dr. Matthiessen hat (wie hier Hr. Prof. Paalzow) die elektromotorische Kraft der neuen Säule gleich der der Daniell'schen gefunden.